



L'IMPACT DES ÉTOILES MASSIVES SUR LE MILIEU INTERSTELLAIRE ET SUR L'ÉVOLUTION CHIMIQUE DES GALAXIES À SURSAUT

François Legrand

► To cite this version:

François Legrand. L'IMPACT DES ÉTOILES MASSIVES SUR LE MILIEU INTERSTELLAIRE ET SUR L'ÉVOLUTION CHIMIQUE DES GALAXIES À SURSAUT. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1998. Français. NNT : . tel-01044435

HAL Id: tel-01044435

<https://theses.hal.science/tel-01044435>

Submitted on 23 Jul 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université PARIS 6
spécialité : **Astronomie & Techniques Spatiales**

par
François Legrand

L'IMPACT DES ÉTOILES MASSIVES SUR LE MILIEU INTERSTELLAIRE ET SUR L'ÉVOLUTION CHIMIQUE DES GALAXIES À SURSAUT

Soutenue le 15 décembre 1998 devant le jury composé de :

M.	P.	Encrenaz	Président
M.	R.	Terlevich	Rapporteur
Mme.	F.	Combes	Rapporteur
M.	D.	Kunth	Directeur
Mme.	L.	Bottinelli	Examineur
Mme.	B.	Rocca-Volmerange	Examineur
M.	J.	Lequeux	Examineur
M.	G.	Comte	Examineur

*Je dédie ce travail à la flèche du temps,
au passé et à l'avenir,
à ma grand mère et à ma fille.*

Remerciements

Tout d'abord, je voudrais remercier chaleureusement mon directeur de thèse, Daniel Kunth, pour m'avoir encadré durant ces trois années et aidé dans l'obtention d'un post-doc et la préparation de l'après thèse. Il m'a guidé dans le dédale obscur des galaxies brillantes et m'a appris à jeter un regard critique sur le travail des autres et sur le mien, tout en me laissant une grande liberté. Si cette attitude m'a quelque peu dérouté au début de ma thèse, je lui dois, sur la fin, d'avoir acquis une relative autonomie et pu développer mes propres idées. La seconde partie de ce travail en est le fruit. Il a également su me “botter le cul” et exiger de moi plus de rigueur lorsque c'était nécessaire, en particulier au moment de la découverte des WR dans IZw 18. Si, à l'époque, je n'ai guère apprécié la “plaisanterie”, je crois aujourd'hui qu'il fallait en passer par là. Les chemins doctoraux sont parfois tortueux et surprenants. Je souhaite aussi souligner le soutien qu'il m'a apporté durant ma thèse, en particulier en m'offrant l'opportunité de participer à plusieurs programmes observationnels, d'assister à de nombreux colloques ou écoles et de collaborer avec différentes personnes, que ce soit en France, en Espagne, au Québec, au Royaume-uni ou en Allemagne. Enfin, je voudrais mentionner l'ambiance amicale et détendue qu'il a su entretenir durant ces trois années, entre autre lors de nos discussions non scientifiques.

J'aimerais également exprimer toute ma gratitude à Miguel Mas-Hesse qui m'a accueilli et encadré lors de mes séjours madrilènes. Son attitude “dirigiste” m'a donné, au début de ma thèse, les repères dont j'avais besoin et permis de faire mes premiers pas dans le traitement et l'analyse des données.

Je dois beaucoup à la complémentarité de Daniel et Miguel.

Il est parfois des mots qui trouvent en nous une résonance particulière. Jean-René Roy a trouvé ces mots lors de mon voyage au Québec. Il a su, en une soirée, m’encourager et me donner la confiance nécessaire pour explorer la voie de la formation stellaire continue. Qu’il en soit ici vivement remercié.

Je ne voudrais pas non plus oublier James Lequeux qui m’a fait toucher du doigt l’importance de la complémentarité des différents domaines de l’astrophysique.

Il est également des personnes dont les “coups de main” et les suggestions m’ont été précieux. Je pense tout d’abord à Michel Fioc qui m’a guidé lors de mes premiers pas dans la modélisation des galaxies. Je remercie également Julien Devriendt pour les heures qu’il a bien voulu consacrer à m’expliquer et à adapter le code qu’il a développé avec Rachida Sadat et Bruno Guiderdoni (qu’ils soient aussi remerciés d’avoir accepté que j’utilise leur travail). Je suis également redevable à “Miguellito” Cerviño qui m’a aimablement fourni les résultats de ses modèles, Daniel Schaerer pour ses éclaircissements sur les étoiles WR, Guillermo Tenorio-Tagle pour ses explications lumineuses sur les instabilités de Rayleigh-Taylor, Roberto Terlevich pour ses commentaires et suggestions concernant le modèle de formation stellaire continue, sans oublier non plus Vanessa Doublier, Jeremy Walsh, Patrick Petitjean, Joe Silk, Stéphane Charlot, François Viallefond, Brigitte Rocca-Volmerange, Thierry Contini, Françoise Combes, John Salzer, Nikos Prantzos, Grazyna Stasinska et Emmanuel Moy pour les discussions constructives que nous avons eues.

Je sais également gré aux autres membres de mon Jury, Pierre Encrenaz, Georges Comte, et Lucie Bottinelli d’avoir accepté d’y participer.

La réalisation matérielle de cette thèse doit aussi beaucoup aux différents personnels qui m’ont accueilli à l’IAP, sous les directions successives de Alain Omont et Bernard Fort. On néglige souvent la personne qui vient réparer le radiateur de son bureau, celle qui installe la dernière version d’un logiciel indispensable, celle qui se procure un ouvrage indisponible à la bibliothèque ou celle qui aide à régler un problème administratif “tordu”. Elles contribuent pourtant aussi à la réussite d’une thèse. Qu’elles soient ici toutes remerciées, et plus particulièrement Serge, Georges, Catherine, Jean-François, Marie-Claire, Xavier, Alexandre, Marie, Josette, Valérie, Suzanne, Annick, Joëlle, Yvette, Brigitte et Lionel.

Je souhaite également exprimer toute mon affection aux personnes qui me sont proches et m'ont témoigné, à maintes reprises, leur confiance. En premier lieu, il y a ma femme, Béatrice, qui de son amour indéfectible m'a toujours soutenu, et ma fille, Clara, qui a maintenant l'âge de cette thèse. Mais il y a aussi ma famille, et tout particulièrement mes parents, mes frères, belles soeurs, neveux et nièces, et ma belle famille.

Durant ces trois années, de nombreuses personnes sont entrées et/ou sorties de ma vie. Par la chaleur et le soutien qu'elles m'ont apporté, parfois même par les souffrances qu'elles m'ont infligées, elles ont également contribué à me conduire où je suis. Même si leur apport ne peut être quantifié, je tiens à les remercier. Parmi elles, je voudrais saluer Eric, Shiv et Ramana qui m'ont successivement supporté dans notre bureau commun; Sergio Dos Santos, dont j'apprécie l'amour de la physique; Olivia et Fred (salut!) pour leurs blagues, bonnes et moins bonnes; Alain qui a bien voulu relire une partie de ce manuscrit; Pierre, pour qui je garde une tendre affection; Alain, dont j'apprécie l'esprit. Je voudrais aussi rendre hommage à quelques femmes, dont j'apprécie particulièrement la douceur et l'esprit. Par ordre d'apparition dans ma vie: Claire, Stéphanie, Isabelle, Catherine, Barbara, Claudia et Laurence.

La liste est encore longue, des personnes que je souhaite remercier. En vrac (j'espère n'oublier personne!), on trouve: Vincent P., Stéphane C., Catarina L., San A., Stéphane N., Patrick G., Guillaume H., Edwin H., Simon P., Marcella L., Aurélien T., Albert E., Zohra B., Jean-Philippe D., Jean-Philippe B., Gn'R, Cécile et Guillaume D., Emmanuel B., Stéphanie P., Duke E., Jean M., Jean-Baptiste M., François S., John C., Véronique H., Diego et Cécilia M., Bruno et Nathalie R., Eric C., Laurent et Véronique P., Stéphane et Myriam L., Stéphane et Aline A., Art T., Christelle et Stéphane B., Mourad et Agnès C., Denis et Paik V., Julien C., Carsten G., Armen S., Alex V., David B., Jeanne O., Marcel L., Patrick I., Ken L., Philippe S., Christophe M., Gérard G., Stephen F., Sabrina M., François C., Didier M., Ana T., Jean-Pierre P., Guillaume L.T., Claude P., Aldo R., Marc M., Jean-Louis D., Jean Michel M., Jacques P., Gabrielle R., Benoit M., Daniel G., Wim W., Jacques P., Jean-Yves et Thérèse B., Agnès et Claire B., Yamaha, Stéphane et Cécile P., André et Anne-Marie P., Didier V., Mano S., Gaspar G., Goran O., Pierre L., Zinedine Z., ... Que toutes celles et ceux que j'ai pu oublier me pardonnent.

Résumé

Durant ce travail, nous nous sommes intéressé à l'impact, dans les galaxies naines, qu'ont les étoiles massives formées lors d'un sursaut de formation stellaire. Deux aspects de ce problème, différents mais complémentaires, ont été abordés: d'une part, l'incidence du sursaut sur la dynamique du milieu interstellaire, à travers l'émission de la raie $\text{Ly}\alpha$, et d'autre part l'influence de ces sursauts sur l'évolution chimique de ces objets.

En effet, lors d'un épisode violent de formation stellaire, les étoiles massives ionisent fortement le gaz environnant, donnant normalement lieu à des émissions de photons $\text{Ly}\alpha$ et $\text{H}\alpha$ dont le rapport des quantités peut être évalué de façon théorique. Toutefois, les premières observations de l'émission $\text{Ly}\alpha$ dans des galaxies à sursaut ont révélé un apparent déficit de ces photons par rapport à l'émission $\text{H}\alpha$ observée. Attribué initialement à l'effet conjugué de la diffusion résonante dans le gaz neutre et de la destruction des photons $\text{Ly}\alpha$ par les poussières, nous avons pu confirmer, en nous basant sur la comparaison des profils des ces deux raies, observées au sol et dans l'espace avec le télescope spatial, que la dynamique du gaz, contrôlée par l'énergie mécanique libérée par les étoiles massives, était également un facteur déterminant pour l'émergence de la raie $\text{Ly}\alpha$. Tout particulièrement, nous avons pu montrer que si l'on négligeait l'effet de la dynamique de la matière interstellaire, l'apparent déficit en photons $\text{Ly}\alpha$ pouvait être expliqué en invoquant, vraisemblablement à tort, une loi et un coefficient d'extinction élevés, mais qu'en revanche, la prise en compte des effets dynamiques, indique que les photons $\text{Ly}\alpha$ émergent principalement de régions de faible extinction.

D'autre part, les étoiles massives, formées lors d'un sursaut, rejettent dans le milieu interstellaire les métaux qu'elles ont synthétisés, contribuant ainsi à son enrichissement. Afin d'étudier les échelles spatiales et temporelles de cet enrichissement, nous avons obtenu un spectre à longue fente de la galaxie naine IZw 18, objet présentant la particularité d'être le plus sous-abondant de l'univers local. Ces observations profondes (14 heures de pose!) ont révélé une abondance en oxygène extrêmement homogène à une échelle de plus de 600 pc, suggérant, en accord avec les résultats concernant d'autres galaxies à sursaut, que l'enrichissement dû aux étoiles massives actuelles n'était pas encore visible. L'hypothèse la plus probable semble que les métaux éjectés par les étoiles massives, sous forme de vents stellaires et éjectas de supernovae, demeurent, dans les premiers temps du sursaut, dans une phase chaude et peu dense, rayonnant dans le domaine X (mais pas en optique), et ne se mélangent pas immédiatement au milieu interstellaire environnant. En nous aidant d'un modèle d'évolu-

tion spectrophotométrique couplé à l'évolution chimique des galaxies, nous avons étudié différents scénarios d'histoire de formation d'étoiles dans IZw 18. La possibilité d'une éjection hors de la galaxie des métaux rejetés par les étoiles massives, voire par les étoiles de masses intermédiaires, a été étudiée. Si les abondances en carbone et oxygène observées dans IZw 18 résultent uniquement d'un enrichissement par des sursauts de formation d'étoiles, au plus 60 à 70 % des métaux produits par les étoiles de toute masses doivent être ainsi perdus. Nous avons également montré qu'une formation stellaire continue, mais de très faible intensité, durant les périodes inter-sursaut devait être prise en compte, et que ce mode de formation d'étoiles ne pouvait être négligé lorsque l'on s'intéresse aux objets de très faible métallicité. En particulier, les abondances mesurées dans IZw 18 pourraient ne provenir que de ce type de formation stellaire si celle-ci s'est maintenue pendant un temps de Hubble. Le sursaut actuel serait alors le premier, mais une formation d'étoiles faible et lente aurait commencé il y a plusieurs milliards d'années. Nous avons également montré que les galaxies à faible brillance de surface pouvaient être les contreparties en phase "calme" des galaxies à sursaut et que la possible augmentation de la métallicité minimale des systèmes absorbants Lyman alpha quand le décalage spectral diminue pouvait être le résultat d'une formation stellaire continue, mais très faible, qui contribuerait à augmenter régulièrement le contenu en métaux de la matière interstellaire.

Abstract

In this work, we investigate the impact of the massive stars on the dynamics of the interstellar medium and on the chemical evolution of star-forming dwarf galaxies. Two different points have been studied: the incidence of the starburst on the dynamics of the ISM, using the Ly α emission, and the influence of the burst on the chemical enrichment of the interstellar gas.

During a starburst event, the massive stars ionize the gas, giving rise to the emission of Ly α and H α photons. The theoretical ratio of these lines can be computed. However, the first observations have revealed more weaker the Ly α emission lines than expected from H α measurements. Earlier interpretations were invoking the effect of the dust, reinforced by multiple scattering in the neutral gas, as responsible of the destruction of Ly α photons. Comparing Ly α and H α profiles, we have confirmed that the dynamics of the gas, controlled by the mechanical energy released by the massive stars, is also a factor of major importance for the emergence of the Ly α line. Particularly, we have shown that if the effect of the dynamics of the ISM is neglected, the weakness of the Ly α line can be wrongly attributed to a high interstellar extinction, whereas if taking into account it indicates that the Ly α photons escape preferentially from the low extinction regions.

The massive stars formed in a starburst also eject metals which can contribute to the enrichment of the ISM. In order to constrain the spatial distribution and timescale of this enrichment, we obtained deep (14 hours exposure) long slit spectroscopy of the most metal poor local galaxy, IZw 18. These observations revealed very homogeneous abundances, at scales larger than 600 pc. This suggests that the metals ejected by the massive stars in the current burst are still not visible, but remains hidden in a hot phase, emitting in X-rays but not in the optical range. Using a spectrophotometric model coupled to an chemical evolution model for galaxies, we have investigated different star formation history for IZw 18, including a possible blow-out of the metals ejected by the massive and eventually intermediate stars. If the abundances measured in IZw 18 results from starbursts events, no more than 60-70 % of the metals produced by all the stars must be ejected. We have also shown that a continuous low star formation rate must occur between the bursts and that this regime of star formation cannot be neglected when dealing with very low metallicity objects. Particularly, the abundances measured in IZw 18 can be perfectly reproduced by a continuous low star formation rate after 14 Gyrs. The current burst should then be one of the first in the history of this galaxy, but a mild process of star formation already started a

long time ago. We have also shown that the low surface brightness galaxies can be the quiescent counterparts of starbursts galaxies and that the increase of the metallicity of the lowest abundant damped lyman alpha systems with decreasing redshift can be interpreted as a result of a continuous low star formation rate increasing slowly the metallicity of the interstellar gas.

Table des matières

Résumé	v
Introduction	3
1 Introduction	3
1.1 Les galaxies	3
1.2 L'étude des galaxies	4
1.2.1 L'émission $\text{Ly}\alpha$	4
1.2.2 La problématique de l'enrichissement	5
1.3 Le contenu de cette étude	6
La Dynamique	11
2 L'évolution des éjectas	11
2.1 Les étoiles et le milieu interstellaire	11
2.1.1 Les vents stellaires	12
2.1.2 Les explosions de supernovae	13
2.1.3 Des bulles en expansion	13
2.1.4 Les vents galactiques	16
3 Comment étudier ces phénomènes?	19
3.1 L'émission X	19
3.2 L'émission optique	20
3.3 Une approche originale: l'émission $\text{Ly}\alpha$	23
3.3.1 Des galaxies primordiales à la dynamique du milieu interstellaire	23
3.3.2 La raie $\text{Ly}\alpha$	25
3.3.3 L'émission et la destruction de $\text{Ly}\alpha$	26
3.4 Les effets de la dynamique sur $\text{Ly}\alpha$ et $\text{H}\alpha$	28

3.5	Les observations antérieures de Ly α	29
4	Étude comparée de Lyα et de Hα	31
4.1	Les observations de Ly α	31
4.2	Les observations de H α	32
4.2.1	Les observations au télescope William Herschel	33
4.2.2	Les observations au NTT	34
4.3	Les objets observés	36
4.3.1	Haro 2	36
4.3.2	IRAS 08339+6517	38
4.3.3	Mkn 36	38
4.3.4	ESO 350-IG038	39
4.3.5	ESO 400-G043	39
4.4	Les abondances	40
4.5	Dynamique à partir de H α	41
4.6	Comparaison des profils H α et Ly α	42
4.7	Interprétation et discussion	57
4.7.1	HARO 2	57
4.7.2	IRAS 08339+6517	59
4.7.3	Mkn 36	62
4.7.4	ESO 350-IG038	64
4.7.5	ESO 400-G043	67
4.8	Bulles et double pic de H α	68
4.9	L’extinction interstellaire et la raie Ly α	69
4.10	L’émission Ly α pour détecter des galaxies “primordiales”	70
5	Conclusion sur la dynamique	81
	Les profils d’abondance	87
6	Pourquoi mesurer des profils d’abondance?	87
7	Quel objet observer?	91
7.1	Les propriétés requises	91
7.2	IZw 18 en long en large et en travers	94
8	Observations et résultats	101
8.1	La spectroscopie à fente longue	101
8.2	Observations	103
8.3	Réduction	103
8.3.1	Corrections	103

8.3.2	Calibration	105
8.3.3	Extraction	105
8.4	Des étoiles Wolf-Rayet dans IZw 18	106
8.4.1	Les étoiles Wolf-Rayet	106
8.4.2	La détection des WR dans IZw 18	108
8.4.3	Les conséquences	110
8.5	La mesure de l'abondance	112
8.5.1	L'absorption stellaire et l'extinction interstellaire . . .	112
8.5.2	Physique des régions HII	119
8.5.3	Les rapports de raies "sensibles"	120
8.5.4	Le profil d'abondance de IZw 18	127
9	Interprétation et modélisation	131
9.1	Des indices à l'hypothèse	131
9.1.1	De l'homogénéité des abondances	131
9.1.2	IZw 18 et les galaxies de faible métallicité	133
9.1.3	Où sont passés les nuages HI?	135
9.1.4	De l'enrichissement dans l'univers	136
9.1.5	Quelle histoire de formation d'étoiles pour IZw 18? . .	138
9.2	Le modèle utilisé	139
9.3	Comparaison des résultats du modèle aux observations . . .	141
9.4	Des sursauts et rien que des sursauts	142
9.5	Une formation d'étoiles faible et continue	145
9.5.1	Le modèle	145
9.5.2	Nombre d'étoiles formées	149
9.5.3	Comparaison avec les galaxies à faible brillance de surface	149
9.5.4	L'évolution temporelle de la métallicité	151
9.5.5	Quel mécanisme pour la formation continue?	153
9.5.6	IZw 18 avant le sursaut actuel	154
9.5.7	Le rapport C/O	156
10	Conclusion sur les profils d'abondance	161
	Conclusions et Perspectives	167
11	Conclusions	167
12	Perspectives	171
A	Fonction de masse initiale et taux de formation d'étoiles	177

B	Modélisation avec CLOUDY	179
C	Le modèle de Tenorio-Tagle et al. (1999)	181
D	Les différents modèles	183
E		199
	Bibliographie	221
	Table des figures	235
	Liste des tableaux	239

Introduction

Chapitre 1

Introduction

*Elle s'écria: "Pourquoi bleus puisque les murs
sont blancs, pourquoi bleus, pour l'amour du ciel?"*

V. Nabokov
Lolita

1.1 Les galaxies

C'est dans les années trente, avec les travaux de Hubble, que fut démontrée pour la première fois la nature extragalactique de la plupart des nébuleuses diffuses. Ces objets, les galaxies, constituées d'étoiles, de gaz et de poussières, devenaient des entités propres, des mondes à part entière, des univers-îles tels que Kant les imaginait. Depuis, l'étude des galaxies est devenue l'une des branches les plus dynamiques de l'astrophysique. Du fait de leur luminosité relativement grande, les galaxies peuvent être observées jusqu'à des distances considérables. Cette propriété offre une opportunité unique: voir dans le passé. En effet, du fait de leur vitesse de propagation finie, les photons émis par les galaxies ne nous parviennent pas instantanément. Par conséquent, plus un objet est éloigné, plus la lumière que nous en recevons aura voyagé longtemps, c'est-à-dire été émise il y a longtemps. L'étude des galaxies à différentes distances nous permet donc de retracer leur évolution temporelle, voire même l'évolution de l'univers. Et force est de constater que les galaxies ne sont pas des objets immuables; elles évoluent. Si le détail de cette évolution n'est pas encore parfaitement compris, les grandes

lignes peuvent en être tracées. Formées initialement de gaz, principalement constitué d'hydrogène et d'hélium en proportions fixées par la nucléosynthèse primordiale, les galaxies forment, par contraction gravitationnelle de ce gaz, des étoiles. Les réactions nucléaires au coeur de ces étoiles transforment la matière primordiale en éléments plus lourds, tels l'oxygène, le carbone, l'azote ..., éléments que nous dénommerons par la suite sous le vocable générique de métaux. Les métaux ne restent pas confinés dans les étoiles qui les ont synthétisés, ils sont rejetés dans le milieu interstellaire, principalement par les vents des étoiles massives et les explosions de supernovae. Ces métaux se mélangent alors à la matière interstellaire, modifiant ainsi la composition du gaz susceptible de former de nouvelles étoiles. On voit donc que la composition des étoiles et du milieu interstellaire évolue avec le temps. Par la suite, nous emploierons le terme de métallicité pour parler de l'abondance de l'ensemble des métaux dans le milieu interstellaire.

1.2 L'étude des galaxies

L'un des grands défis de l'astronomie est la compréhension de la formation et de l'évolution des galaxies: forment-elles toutes leur étoiles en même temps? A quelle époque de l'histoire de l'univers les galaxies apparaissent-elles? Quelles sont les caractéristiques des premières galaxies? Est-ce que des galaxies se forment encore aujourd'hui? Autant de questions sans réponses définitives. Plusieurs voies s'offrent à nous pour tenter de mieux comprendre les galaxies. Nous en avons retenu deux, parallèles et complémentaires, visant à mieux comprendre l'influence des étoiles massives sur le milieu interstellaire les entourant: l'étude de l'émission $\text{Ly}\alpha$ et l'enrichissement du milieu interstellaire.

1.2.1 L'émission $\text{Ly}\alpha$

Différentes études de la formation des galaxies ont suggéré que, dans les premiers temps de leur histoire, ces objets devaient former de grandes quantités d'étoiles. Si tel est bien le cas, ces galaxies "primordiales" doivent présenter une forte émission $\text{Ly}\alpha$, aussi il a été proposé d'utiliser cette raie intense pour détecter des galaxies lointaines en formation. Cependant, afin d'établir un lien entre cette raie et la formation stellaire, a-t-il été proposé d'observer des galaxies proches, présentant des caractéristiques comparables à celles attendues des galaxies "primordiales", à savoir une faible métallicité et un fort taux de formation d'étoiles. Les premières observations de ces objets proches ont révélé une situation complexe et confuse. La plupart

de ces galaxies présentaient en effet une émission $\text{Ly}\alpha$ beaucoup moins intense que prévu, et parfois même cette raie était absente. Si les premières interprétations ont incriminé la destruction de cette raie par les poussières, couplées aux diffusions résonantes des photons $\text{Ly}\alpha$ dans le gaz neutre, les observations à haute résolution spectrale, obtenues avec le Télescope Spatial, ont révélé la présence de raies $\text{Ly}\alpha$ avec des profils P-Cygni, indiquant une forte influence de la dynamique du gaz. Ce lien intime entre la dynamique du gaz, contrôlée par l'énergie mécanique libérée par les étoiles massives sous forme de vents et d'explosions de supernovae, et l'émission $\text{Ly}\alpha$, offre l'opportunité en étudiant cette raie, de mieux comprendre l'influence des étoiles massives sur le milieu interstellaire les entourant. Parallèlement, ces étoiles étant les principales productrices des métaux rejetés dans le milieu interstellaire, l'étude de leur influence sur ce dernier permet de mieux comprendre comment il est enrichi.

1.2.2 La problématique de l'enrichissement

Comme nous l'avons vu précédemment, les étoiles rejettent une partie des métaux qu'elles ont synthétisés dans le milieu interstellaire, sous forme de vents stellaires ou lors de leur explosion en supernovae. L'un des points importants de ce travail de thèse, est l'étude de la façon dont ces métaux rejetés par les étoiles se mélangent au milieu interstellaire. En effet, lorsqu'ils sont rejetés par les étoiles, les métaux sont dans une phase chaude et peu dense alors que le milieu alentour est plus froid et présente une densité plus élevée. Le mélange de ces deux phases, aux caractéristiques différentes, n'est donc sans doute pas immédiat et homogène. Plus précisément, nous pouvons distinguer deux processus distincts: la *dispersion* et le *mélange*. Le premier consiste à transporter les métaux produits par les étoiles massives, de la région de formation d'étoiles à des régions plus éloignées. Il permet de caractériser l'échelle de temps et la taille maximale des régions susceptibles de présenter une abondance affectée par les rejets des étoiles massives. Le mélange nécessite que les éjectas des étoiles massives aient acquis les mêmes caractéristiques que la matière interstellaire, c'est à dire qu'ils se soient refroidis à la même température et aient acquis la même densité. Le mélange est donc un processus beaucoup plus contraignant que la dispersion puisqu'il nécessite que les deux phases se soient intimement fusionnées pour n'en former plus qu'une. L'étude des processus présidant à la dispersion et au mélange des métaux rejetés dans le milieu interstellaire est un point important pour la compréhension de l'évolution chimique des galaxies. En effet, les mesures de la métallicité de ces objets se font généralement via l'observation des raies spectrales émises par la matière interstellaire ionisée par les étoiles massives.

Ces mêmes étoiles rejetant des métaux, il est important, pour comprendre l'évolution des galaxies, de savoir si la métallicité mesurée dans les régions HII est affectée par les rejets stellaires. Plus particulièrement, l'apparente impossibilité de trouver des galaxies présentant une métallicité de leur gaz inférieure à celle de IZw 18, soit 1/40 ième solaire, a amené Kunth & Sargent (1986) à suggérer que les étoiles ionisant la matière interstellaire, à partir de laquelle on mesure la métallicité, enrichissaient très rapidement la région HII les entourant d'une valeur de l'ordre de 1/40 ième de l'abondance solaire. Dans ce cas, il serait impossible de mesurer une abondance plus faible à partir d'une région HII, les régions éloignées du centre de formation stellaire de IZw 18 présenteraient une abondance beaucoup plus faible, voire primordiale, et le sursaut de formation d'étoiles dans cet objet pourrait être son premier épisode de formation stellaire. IZw 18 pourrait alors être une galaxie en formation. En revanche, si l'abondance mesurée n'est pas affectée par les étoiles ionisantes, la métallicité de IZw 18 reflète une formation stellaire passée. Cette galaxie serait alors un objet "vieux" ayant déjà formé des étoiles. Mais comment alors interpréter le fait que des objets plus sous abondants n'aient pas été trouvés ? On voit combien la compréhension des processus de mélange influe sur la vision que l'on peut avoir d'un objet, voire sur celle de l'évolution des galaxies.

1.3 Le contenu de cette étude

Afin d'étudier ces phénomènes, nous avons décidé de nous intéresser aux galaxies naines bleues. En effet, ces objets présentent des caractéristiques intéressantes pour ce type de travail. Premièrement, ces galaxies présentent actuellement un sursaut de formation stellaire, élément indispensable si l'on veut étudier la façon dont les éléments produits par les étoiles massives se mélangent au milieu interstellaire. La lumière qu'elles émettent est donc dominée par le rayonnement des étoiles jeunes, chaudes et massives, responsables de la couleur "bleue" de ces objets. D'autre part, leur relativement faible métallicité indique qu'ils sont assez peu évolués et ont formé peu d'étoiles par le passé. Les éléments produits par les étoiles massives du sursaut actuel sont donc susceptibles de contribuer fortement à la métallicité de la galaxie. Enfin, leur faible taille fait de ces galaxies des objets relativement "simples".

Dans une première partie, nous discuterons de l'émission $\text{Ly}\alpha$ et de sa comparaison à $\text{H}\alpha$ dans un échantillon de galaxies observées dans l'UV avec le Télescope Spatial et dans le visible avec le WHT au Canaries et le NTT au Chili. Après avoir discuté dans un premier chapitre de l'influence des étoiles massives sur le milieu interstellaire, nous présenterons, dans le second, les

différentes possibilités d'étude de ces phénomènes, et plus particulièrement celle que nous avons retenue: la comparaison des émissions $\text{Ly}\alpha$ et $\text{H}\alpha$. Dans un troisième chapitre, nous présenterons les objets de notre échantillon ainsi que les observations UV et optique avant de discuter de leur interprétation. Le quatrième chapitre dégagera les conclusions de cette première partie.

Dans la seconde partie, nous nous intéresserons à l'abondance dans les galaxies naines et plus particulièrement dans IZw 18. Après avoir discuté, dans le premier chapitre, de l'intérêt de la mesure des profils d'abondance, nous justifierons, dans le second, le choix de IZw 18 comme objet d'étude et présenterons en détail ses caractéristiques. Le troisième chapitre sera consacré à la description des observations effectuées et aux résultats obtenus. Le quatrième chapitre discutera de l'interprétation de ces résultats. Nous y verrons également comment, en les mettant en parallèle avec d'autres travaux, nous avons pu dégager un scénario nouveau pour l'histoire de cet objet, et en quoi ce scénario peut être généralisé à l'ensemble des galaxies. Le cinquième chapitre rassemblera les résultats obtenus dans cette seconde partie.

Nous donnerons ensuite les conclusions générales de ce travail et comment il peut être prolongé ou complété.

La Dynamique

Chapitre 2

L'évolution des éjectas

*How many times must a man look up
Before he can see the sky? [...]
The answer, my friend, is blowin' in the wind,
The answer is blowin' in the wind.*

Bob Dylan
Blowin' in the wind

L'étude de la dynamique du gaz, lors des sursauts de formation stellaire, est un élément important pour la compréhension des phénomènes présidant à la dispersion et au mélange des éléments lourds dans le milieu interstellaire. Un certain nombre d'éléments observationnels ont permis de développer des modèles rendant plus ou moins bien compte des phénomènes dynamiques observés.

2.1 Les étoiles et le milieu interstellaire

Lors d'un sursaut de formation stellaire intense, la grande quantité d'étoiles créées libère de l'énergie, tant sous forme radiative que sous forme mécanique, et éjecte dans le milieu interstellaire de grandes quantités de matière riche en éléments lourds, sous forme de vents stellaires et d'explosions de super-novae. Ces phénomènes influencent fortement la structure du milieu interstellaire alentour. Leurs manifestations peuvent être révélées observationnellement et modélisées.

2.1.1 Les vents stellaires

Durant leur évolution, les étoiles massives perdent une partie de leur masse sous forme de vents stellaires. Ces vents se traduisent dans l'ultra-violet par l'apparition de raies présentant un profil particulier, consistant en une émission où l'aile bleue est complètement absorbée; on parle alors de profil P Cygni, en référence à l'étoile de la constellation du Cygne qui fut la première où on l'observa. L'origine de ce profil, décrite qualitativement par Beals (1949), est la suivante. Une étoile chaude, présentant un fort taux de perte de masse, est entourée par une enveloppe de gaz partiellement ionisée, en expansion, constituant la matière éjectée par l'étoile. Cette dernière émet un spectre continu, absorbé par l'enveloppe de gaz en expansion. Toutefois, à cause de la vitesse d'expansion de l'enveloppe, l'absorption apparaît décalée vers le bleu par rapport à l'émission stellaire. Par ailleurs, l'enveloppe de gaz, ionisée par le rayonnement énergétique de l'étoile, émet un spectre caractérisé par des raies de recombinaison (ces mêmes raies qui absorbent le continu stellaire). Ces raies sont élargies, du fait de l'expansion de l'enveloppe. Le spectre résultant correspond donc à la superposition de la raie en absorption décalée vers le bleu et de celle en émission. La combinaison de ces deux composantes produit un profil de type P Cygni.

L'apparition des vents stellaires est conditionnée par la pression de radiation de l'étoile qui tend à éjecter les couches extérieures de l'enveloppe stellaire. L'efficacité des vents dépend donc, à la fois du rayonnement émis par l'étoile (plus celui-ci est intense et énergétique, c'est-à-dire plus l'étoile est chaude et massive, plus la pression de rayonnement est grande) et de la métallicité de l'étoile (plus celle-ci est grande, plus la pression de rayonnement est efficace pour éjecter l'enveloppe). A partir d'un échantillon d'étoiles O galactiques, Lamers & Leitherer (1993) ont établi une relation entre le taux de perte de masse (\dot{M}), la luminosité (L) et la température effective (T_{eff}) de l'étoile:

$$\log \dot{M} = 1.738 \log L - 1.352 \log T_{eff} - 9.547 \quad (2.1)$$

De même, la vitesse des vents (v_∞) peut être évaluée par la relation (Leitherer et al. 1992):

$$\log v_\infty = 1.23 - 0.30 \log L + 0.55 \log M + 0.64 T_{eff} \quad (2.2)$$

Les différents modèles indiquent que les taux de perte de masse des étoiles O varient avec la métallicité comme Z^α avec $0.5 < \alpha < 1$ (Leitherer et al. 1992).

Les taux de perte de masse des étoiles O les plus massives (à métallicité solaire) peuvent atteindre $10^{-5} M_\odot/\text{an}$ et la vitesse des vents quelques 10^3 km/s (Leitherer 1996). La durée de vie de ces étoiles étant de l'ordre de 10^7 ans, l'énergie cinétique ($1/2 mv^2$) libérée durant toute leur vie sous forme de vents stellaires peut atteindre 10^{51} erg , soit une valeur comparable à l'énergie produite par une explosion de supernovae. L'influence de ces vents sur le milieu interstellaire n'est donc pas négligeable.

D'autre part, l'intensité de ces vents, si elle est suffisante, permet aux étoiles les plus massives de se débarrasser totalement de leur enveloppe externe et d'entrer dans une phase Wolf-Rayet (voir §8.4). Toutefois, l'intensité de ces vents, leur vitesse, leur variation avec la métallicité restent encore assez mal connues, des désaccords entre les modèles et les observations pouvant atteindre plus de 50% (Cassinelli 1991; Lamers & Leitherer 1993; Meynet 1995).

2.1.2 Les explosions de supernovae

A la fin de leur évolution, les étoiles de masse supérieure à $\sim 8M_\odot$ sont susceptibles d'exploser en supernovae. Lors de cette fin dramatique, l'étoile expulse violemment dans le milieu interstellaire la plus grande partie de sa matière, épargnant néanmoins les régions les plus centrales qui constituent alors le résidu de la supernovae, étoile à neutron ou trou noir, selon sa masse. La quantité d'énergie libérée (Woosley & Weaver 1995; Thielemann et al. 1996), quasiment instantanément, lors d'une explosion de supernovae est importante (de l'ordre de quelques 10^{51} erg) et affecte fortement le milieu interstellaire. La matière constituant l'enveloppe de l'étoile est éjectée par l'explosion à des vitesses de l'ordre de quelques 10^4 km/s .

2.1.3 Des bulles en expansion

Lors d'un sursaut de formation stellaire, un grand nombre d'étoiles de toutes masses sont formées. Lorsque les étoiles les plus massives évoluent, leurs vents, puis les explosions de supernovae, déposent de l'énergie dans le milieu interstellaire. La quantité d'énergie mécanique libérée à chaque instant, c'est-à-dire la puissance mécanique des vents et des supernovae, peut être évaluée simplement en multipliant la contribution énergétique de chaque type d'étoile par le nombre d'étoiles de ce type. Ce travail a été fait par Leitherer & Heckman (1995) pour différents paramètres de formation stellaire

TAB. 2.1 – *Classification des bulles adaptée de Oey (1998)*

Type	Origine	Énergie (erg)	Taille (pc)
Bulles	Etoiles individuelles	10^{51}	1-10
Super bulles	Associations OB	$10^{52} - 10^{53}$	10-100
Coquilles super géantes	Sursaut de formation stellaire	$\geq 10^{54}$	100-1000

(métallicité, Fonction de masse initiale, régime de formation stellaire...). L'effet conjugué des vents stellaires et des explosions de supernovae “pousse” le gaz interstellaire alentour, créant ainsi des *bulles* de gaz en expansion. Ces phénomènes peuvent être révélés, tant en imagerie (Marlowe et al. 1995; Martin 1996; Yang et al. 1996; Staveley-Smith et al. 1997; Martin 1998; Smith et al. 1998) qu'en spectroscopie (Heckman et al. 1990; Lequeux et al. 1995; Yang et al. 1996; Legrand et al. 1997a). La taille et la vitesse d'expansion de ces bulles dépendent bien évidemment de leur âge, de la structure du milieu interstellaire (densité,...) et de l'énergie libérée par les étoiles massives. Trois catégories de bulles, résumées dans la table 2.1, sont généralement distinguées (Chu 1996) selon leur taille et la population stellaire leur ayant donné naissance. Toutefois, par la suite, nous emploierons uniquement le terme générique de bulle, quelque soit la taille de celle-ci.

La modélisation de l'évolution de ces bulles a été décrite, entre autre, par Castor et al. (1975); Weaver et al. (1977); McCray & Kafatos (1987); Mac Low & McCray (1988); Tenorio-Tagle (1996); Oey & Clarke (1997). On considère généralement l'injection continue, et de symétrie sphérique, d'énergie par un centre de formation stellaire dans un milieu interstellaire de densité uniforme (Weaver et al. 1977). Les éjectas de supernovae et les vents stellaires sont éjectés à des vitesses supersoniques (~ 2000 km/s). Lorsqu'ils interagissent avec la matière interstellaire au repos, il se produit une onde de choc, dirigée vers l'extérieur, qui chauffe, comprime et accélère le gaz interstellaire, tandis que les éjectas sont ralentis. La matière interstellaire choquée se condense en une fine coquille qui fait “obstacle” au flux de matière supersonique en provenance de la région de formation stellaire. Une seconde onde de choc se développe alors, cette fois dirigée vers l'intérieur de la bulle. Ce choc tend à thermaliser les éjectas très chauds et peu denses en expansion. On peut donc identifier 4 régions distinctes (voir figure 2.1): près du site de formation stellaire, une zone (a) où les vents et éjectas de supernovae sont en expansion libre rapide (supersonique), puis une région où ces vents sont choqués, thermalisés et ralentis (b); la coquille de matière interstellaire choquée qui se condense, et enfin le gaz interstellaire ambiant non affecté par la bulle. La matière interstellaire choquée et les éjectas thermalisés sont séparés par une surface de discontinuité où la pression est uniforme et la vitesse continue,

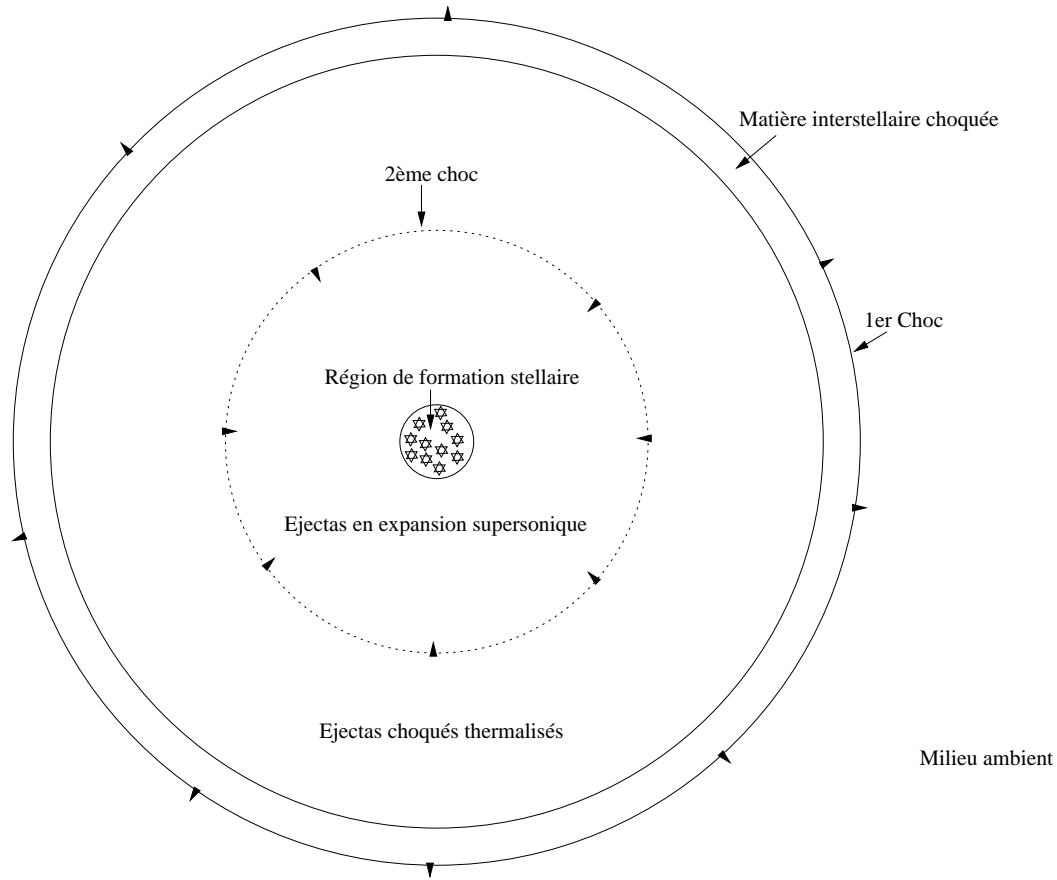


FIG. 2.1 – Schéma d'une super-bulle créée par un site de formation stellaire. La position et la direction des ondes de choc sont indiquées par des flèches.

ce qui implique que les deux gaz ne s'interpénètrent pas et ne se mélangent pas (Tenorio-Tagle 1996). L'importance respective de ces 4 régions dépend de l'évolution de la bulle, c'est à dire principalement de son âge. En effet, dans un premier temps, l'expansion est très rapide et les pertes d'énergie radiative sont négligeables. L'expansion est alors adiabatique. Cette phase est très brève (Avedisova 1972). Dans un second temps, les pertes radiatives dans la région (relativement dense) de matière interstellaire choquée entraîne la condensation de la coquille qui se développe. C'est généralement cette phase de l'évolution des bulles qui est observée. Enfin, les pertes radiatives affectent la région thermalisée des éjectas (Weaver et al. 1977). Toutefois, il semble que les étoiles évoluent plus vite et que les vents cessent avant que cette dernière phase ne soit atteinte.

Weaver et al. (1977) ont donné les expressions analytiques suivantes décrivant l'évolution de la coquille extérieure des bulles en expansion adiabatique

(voir Koo & McKee 1992a, pour le cas non adiabatique) dans un milieu de densité homogène (voir Koo & McKee 1992b, pour un milieu avec une densité en loi de puissance):

$$R(t) = 27 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{3/5} \quad (2.3)$$

$$v(t) = 16 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{-2/5} \quad (2.4)$$

où $R(t)$ et $v(t)$ sont respectivement le rayon en pc et la vitesse d'expansion en km/s de la bulle au temps t , n_0 la densité en cm^{-3} du milieu interstellaire, t_6 le temps en unité de 10^6 ans et L_{36} le taux d'injection d'énergie mécanique en unité de $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

2.1.4 Les vents galactiques

Le modèle simplifié décrit précédemment s'applique au cas où le milieu interstellaire dans lequel se développe la bulle présente une densité uniforme. Dans la pratique, la densité n'est pas constante, et peut être considérée décroissante avec le rayon comme r^β (Dyson 1989). Dans ce cas (à symétrie sphérique), le rayon de la bulle varie comme (Dyson 1989):

$$R(t) \propto n_0^{-1/(5+\beta)} L_{36}^{1/(5+\beta)} t_6^{3/(5+\beta)} \quad (2.5)$$

et la vitesse comme

$$v(t) \propto n_0^{-1/(5+\beta)} L_{36}^{1/(5+\beta)} t_6^{-2/(5+\beta)} \quad (2.6)$$

En fait, le gaz dans les galaxies étant plutôt structuré en disque (la densité reste constante suivant le plan mais décroît perpendiculairement), la bulle se développera plus rapidement dans la direction de moindre épaisseur du disque. Si $\beta < -2$, la bulle accélère et des instabilités de Rayleigh-Taylor apparaissent entraînant sa rupture (on parle de *break-out*). Les éjectas chauds qu'elle contient peuvent alors s'échapper librement, donnant naissance au phénomène dit de *blow-out* (Heckman et al. 1993; Tenorio-Tagle 1996; Mac Low & Ferrara 1998). Bien évidemment ce phénomène ne peut avoir lieu que si l'énergie produite par la région de formation stellaire est suffisante (Koo & McKee 1992a). On considère généralement que le phénomène de *blow-out* correspond à l'éjection **hors** de la galaxie de la matière rejetée par les étoiles massives. Toutefois, il n'est pas évident que ces éjectas quittent définitivement la galaxie, il semble en effet possible qu'ils puissent rester dans le halo (Tenorio-Tagle 1996). On continue toutefois à parler de *blow-out*. Par ailleurs, si la matière condensée dans la coquille en expansion est accélérée

à une vitesse supérieure à la vitesse de libération du potentiel gravitationnel de la galaxie, une partie de ce gaz sera également éjectée de la galaxie. On parle alors de *blow-away*. En revanche, si la vitesse des éjectas et de la matière interstellaire accélérée est trop faible, celle-ci ne quitte pas la galaxie mais se répartit dans le halo où elle refroidit lentement. Des simulations récentes de ces phénomènes, réalisées par Mac Low & Ferrara (1998) et Silich & Tenorio-Tagle (1998), ont montré que, dans le cas des galaxies naines subissant un sursaut de formation d'étoiles typique, le milieu interstellaire préexistant n'était quasiment pas éjecté (pas de *blow-away*) si la masse de gaz de la galaxie était supérieure à $10^7 M_{\odot}$. En revanche, les éjectas stellaires semblent, d'après ces résultats, pouvoir "crever" le milieu interstellaire sans l'entraîner, telle une balle de fusil traversant du coton, et s'échapper assez facilement; la quasi-totalité quitterait les galaxies de masse inférieure à $10^9 M_{\odot}$.

L'influence de ces phénomènes sur l'enrichissement du milieu interstellaire est importante. En effet, si lors d'un sursaut de formation stellaire, les éjectas quittent la galaxie (*blow-out*), ils ne contribuent alors pas à l'enrichissement. En revanche, s'ils restent dans le halo, ils sont alors susceptibles de s'y refroidir avant de se condenser et de retomber sous forme de "gouttelettes" dans les régions centrales de la galaxie, enrichissant celles-ci bien après la fin du sursaut de formation stellaire (Tenorio-Tagle 1996). De même, la taille des bulles de gaz contraint la dimension des régions susceptibles d'être enrichies (tant que ces bulles ne sont pas rompues).

L'étude de la dynamique du milieu interstellaire est donc un outil puissant susceptible de fournir des contraintes sur les échelles spatiales et temporelles de l'enrichissement de ce dernier.

Chapitre 3

Comment étudier ces phénomènes ?

*J'arrive – excusez-moi – par la dernière trombe.
Je suis un peu couvert d'éther. J'ai voyagé.
J'ai les yeux tout remplis de poudre d'astres. J'ai
Aux éperons, encor, quelques poils de planète !
Tenez, sur mon pourpoint, un cheveu de comète ! [...]
Mais je compte en un livre écrire tout ceci,
Et les étoiles d'or qu'en mon manteau roussi
Je viens de rapporter à mes périls et risques,
Quand on l'imprimera, serviront d'astérisques !*

Edmond Rostand
Cyrano de Bergerac

Le phénomènes décrits précédemment sont sources de nombreux rayonnements qui peuvent traduire leur présence et fournir de précieuses informations sur leurs caractéristiques.

3.1 L'émission X

Lors du développement d'une bulle autour d'une région de formation stellaire, une partie des éjectas est thermalisée par l'onde de choc dirigée

vers l'intérieur de la bulle (voir §2.1.3). La température résultante des éjectas choqués T_s peut alors être évaluée par la relation (Dyson & Williams 1980):

$$T_s = \frac{3}{32} \frac{m_H V_*^2}{k} \quad (3.1)$$

où V_* est la vitesse des éjectas, typiquement quelques milliers de km/s. La température atteint alors des valeurs de plusieurs dizaines de millions de K ($kT \sim 10$ keV), températures correspondant à une émission dans le domaine X. Différentes sources d'émission X, associées à des vents galactiques ou de bulles en expansion, ont été observées (Yamauchi et al. 1990; Papaderos et al. 1994; Armus et al. 1995; Heckman et al. 1995; Fourniol 1998; Mac Low et al. 1998). Un exemple est donné en figure 3.1. Cependant, la faible résolution spatiale des observations X actuelles ne permet pas toujours une identification certaine des sources, en particulier pour les objets lointains. Enfin, l'énergie des émissions X mesurée dans les galaxies à sursaut de formation stellaire apparaît dans certains cas de dix à cent fois supérieure à celle prédite par les modèles, indiquant que toutes les sources possibles d'émission X ne sont peut-être pas connues ou que les processus d'émission ne sont pas parfaitement maîtrisés (voir par exemple Heckman et al. 1993; Fourniol 1998).

3.2 L'émission optique

Comme nous venons de le voir, les éjectas des étoiles massives, très chauds et peu denses, sont susceptibles de rayonner dans le domaine X, mais peu dans le domaine optique. En effet, leur temps de recombinaison est de l'ordre de $1/\beta n_{\text{éjectas}}$, où β est le coefficient de recombinaison et $n_{\text{éjectas}}$ la densité des éjectas. La très faible valeur de $n_{\text{éjectas}}$ entraîne un grand temps de recombinaison et donc une faible émission optique. Cependant, la matière interstellaire choquée constituant la surface de la bulle en expansion présente une densité suffisante pour que les recombinaisons aient lieu et que le refroidissement soit assez efficace pour amener la température dans le domaine correspondant aux émissions optiques. Dans le cas où la bulle est rompue, la non-uniformité du milieu interstellaire entraîne une émission optique en provenance des régions de surdensité, des fragments de la coquille brisée...

Différentes observations en imagerie $\text{H}\alpha$ ¹ ont permis d'identifier des bulles et différentes structures modelées par les vents stellaires et les explosions de supernovae (voir par exemple Armus et al. 1990; Marlowe et al. 1995; Yang

1. L'émission $\text{H}\alpha$, caractéristique des régions ionisées, intense et facilement observable du sol pour des objets proches, est généralement utilisée pour étudier la dynamique du gaz.

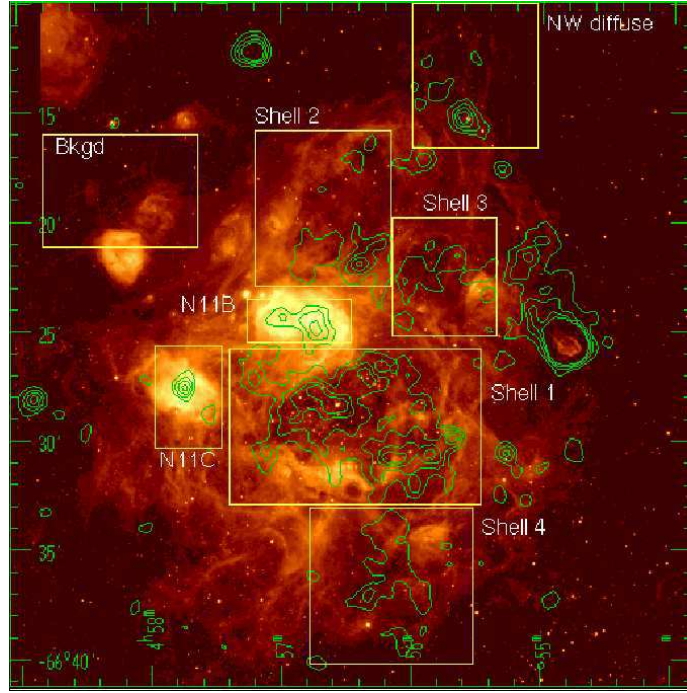


FIG. 3.1 – *Structure du milieu interstellaire de la région N11 dans le grand nuage de Magellan. A l'image $H\alpha$ a été superposée l'émission X.* (Mac Low et al. 1998).

et al. 1996; Martin 1998). Leurs tailles s'échelonnent de quelques dizaines de parsecs à plusieurs kpc. Quelques exemples sont donnés sur les figures 3.1 et 3.2.

Si les observations en imagerie permettent d'identifier aisément des bulles et d'en étudier la géométrie, elles ne renseignent pas sur leur vitesse d'expansion. La spectroscopie permet d'obtenir des informations concernant la dynamique du gaz. En effet, les profils des raies d'émission sont affectés, via l'effet doppler, par les mouvements du gaz les émettant. Comme dans le cas des profils P-Cygni, les bulles en expansion donnent différentes contributions nébulaires à des longueurs d'ondes différentes selon leur vitesse. Considérons l'émission $H\alpha$ d'une région de formation stellaire entourée d'une bulle en expansion à une vitesse radiale v . Si seule la région de matière interstellaire choquée constituant la surface de la bulle émet dans le domaine observé, les contributions des parties en avant plan (qui avance vers l'observateur à la vitesse $-v$) et en arrière (qui recule à la vitesse $+v$) lorsqu'elles se superposent, donnent un profil d'émission double (Cas (1) de la figure 3.3). De tels profils ont été observés par Heckman et al. (1990). Cependant, la région

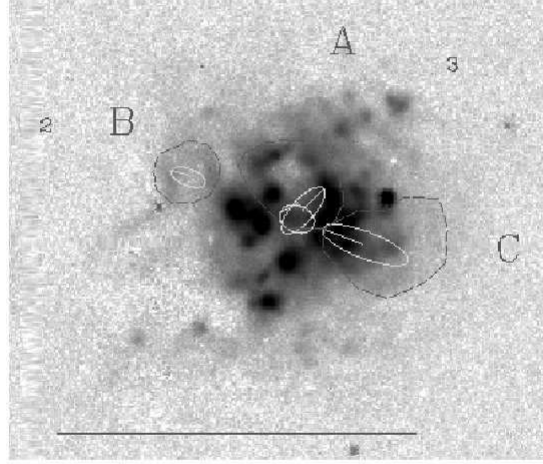


FIG. 3.2 – *Structure du milieu interstellaire de la galaxie NGC3738 révélée par les images $H\alpha$. Les contours représentent les positions des structures doppler apparaissant en spectroscopie (Martin 1998).*

de formation d'étoiles émet également une raie intense, qui doit apparaître entre les deux contributions de la bulle (la région centrale émet à la vitesse $v = 0$) si la ligne de visée passe par le centre de la bulle (ligne (a) sur la figure 3.3). L'émission totale est alors la superposition de ces trois émissions. On observe alors un profil triplement piqué (Cas (2) de la figure 3.3). Si la résolution spectrale des observations est insuffisante, ou si l'émission de la région centrale est très supérieure à celle de la bulle, les différentes contributions ne seront pas séparées (Cas (3) de la figure 3.3) et la raie résultante observée apparaîtra élargie par rapport à la simple émission de la région centrale (Legrand et al. 1997a). De même, si la résolution spatiale est insuffisante et que la totalité de la bulle contribue au spectre, le profil résultant sera fortement élargi. Enfin, si la ligne de visée n'intercepte pas la région centrale, seule l'émission de la bulle contribuera à l'émission observée. On enregistrera soit un profil doublement piqué (la position des pics dépendra de l'angle entre la ligne de visée et la normale à la bulle) si la ligne de visée traverse la bulle

(ligne de visée (b) sur la figure 3.3), soit une raie large si la ligne de visée est presque tangente à la surface de la bulle (ligne de visée (c) sur la figure 3.3).

L'étude de ces profils de raies permet alors de connaître la structure dynamique du gaz (Heckman et al. 1990; Martin 1996; Legrand et al. 1997a; Martin 1998). Les vitesses d'expansion des bulles s'échelonnent de quelques dizaines à quelques centaines de km/s.

3.3 Une approche originale: l'émission $Ly\alpha$

3.3.1 Des galaxies primordiales à la dynamique du milieu interstellaire

Des études concernant la formation des galaxies primordiales ont suggéré que ces objets pouvaient subir, très tôt dans leur histoire, des épisodes intenses de formation stellaire (Eggen et al. 1962; Larson 1974) et, de ce fait, présenter une forte émission $Ly\alpha$. Dans ce cas, grâce au décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'univers, cette raie serait susceptible d'apparaître dans le domaine optique et se révéler un excellent indicateur des galaxies en formation (Partridge & Peebles 1967; Meier 1976). Les galaxies naines à sursaut de formation stellaire, subissant également de fort taux de formation d'étoiles, présentant une métallicité relativement faible, et de ce fait ne contenant qu'assez peu de poussières, peuvent être regardées comme les contreparties locales des galaxies primordiales. Différentes études ont donc proposé d'utiliser les galaxies naines à sursaut pour établir le lien entre le taux de formation stellaire et l'émission $Ly\alpha$ (Meier & Terlevich 1981; Hartmann et al. 1988). Toutefois, les premières observations de l'émission $Ly\alpha$ dans les galaxies à fort taux de formation stellaire ont révélé que celle-ci apparaissait généralement beaucoup plus faible que prévu quand elle n'était pas inexistante voire même en absorption. Les premières interprétations de ces résultats ont incriminé, comme principal destructeur de la raie $Ly\alpha$, l'effet de la poussière, renforcé par la diffusion résonante dans le gaz neutre qui, en allongeant le parcours des photons dans la galaxie, augmente leur probabilité d'être détruits par les poussières. Cependant, des observations récentes avec le Télescope Spatial Hubble ont révélé des profils de type P-Cygni (Kunth et al. 1997; Thuan & Izotov 1997; Kunth et al. 1998), suggérant ainsi une forte influence de la dynamique du gaz sur l'émission de cette raie. D'autre part, la comparaison des raies $H\alpha$ et $Ly\alpha$ dans Haro 2 (Legrand et al. 1997a) a révélé des différences importantes entre leurs profils d'émission. La raie $Ly\alpha$ présentait un profil de type P-Cygni tandis que l'émission $H\alpha$ était proche d'une gaussienne aux ailes élargies. Ces différences sont attribuables à la nature résonante de la raie

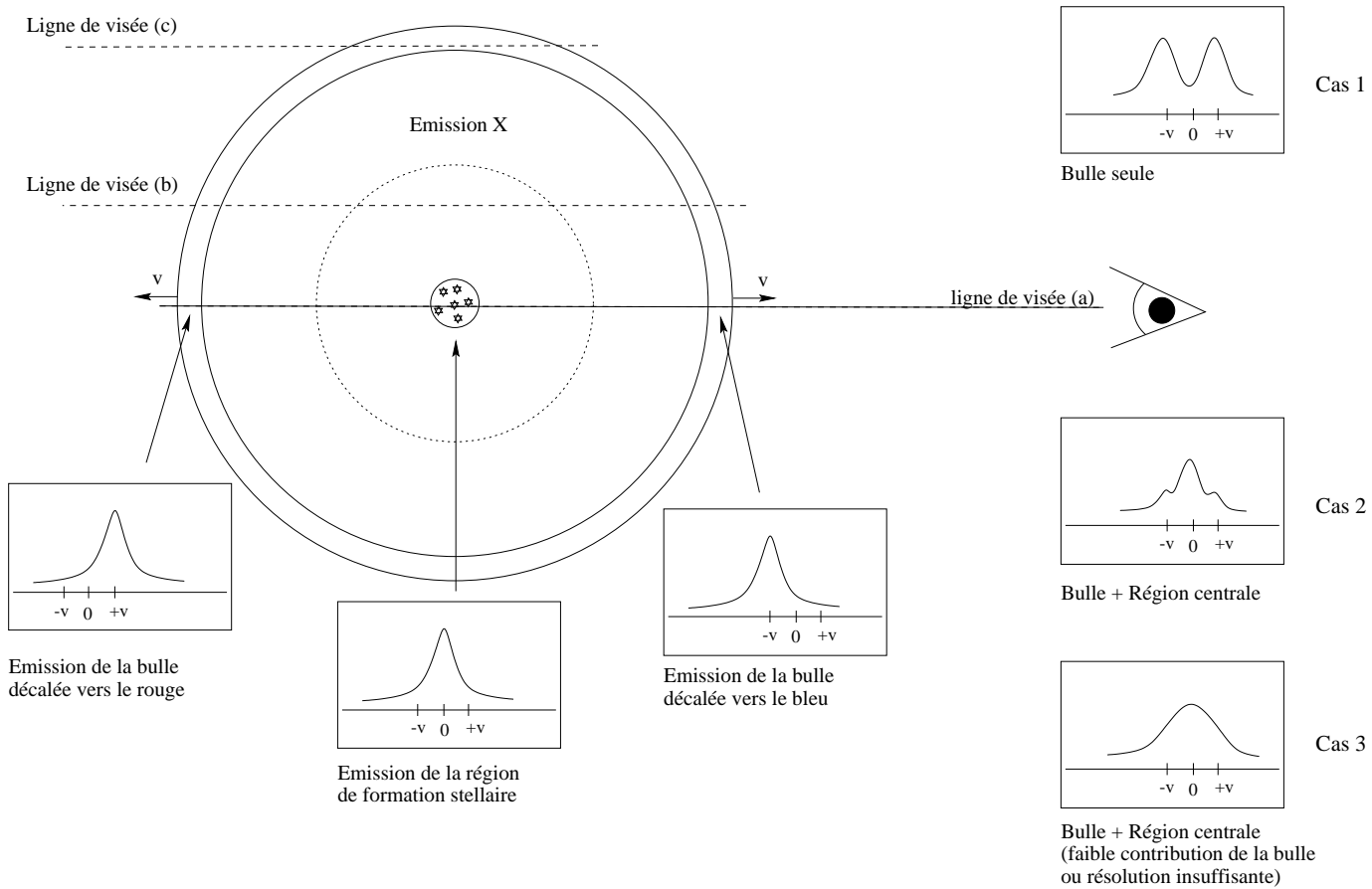


FIG. 3.3 – Différents profils de raies d'émission en provenance d'une région de formation stellaire entourée d'une bulle en expansion.

$Ly\alpha$ ($H\alpha$ n'est pas une raie resonante), à la structure et à la dynamique du milieu interstellaire. Par exemple, la présence d'une quantité suffisante de gaz HI, décalée en vitesse par rapport à la région d'émission nébulaire, entraîne une absorption d'une aile de la raie $Ly\alpha$ alors que $H\alpha$ n'est pas affectée. L'absence de gaz neutre au repos permet aux photons $Ly\alpha$ du centre de la raie et de l'autre aile de s'échapper. L'élargissement des ailes de $H\alpha$ traduit la présence d'une bulle de gaz ionisé en expansion etc... Enfin, l'observation par Thuan & Izotov (1997) d'une émission $Ly\alpha$ (sans profil P-Cygni) dans T1214-277, à même vitesse que la région HII, suggère que la structure du milieu interstellaire est également un facteur important dans l'échappement des photons $Ly\alpha$. Dans ce dernier cas, il semble que ce soit la présence de "trous" de très faible densité dans le gaz neutre qui permette aux photons $Ly\alpha$ de s'échapper. L'étude de l'émission $Ly\alpha$, et encore plus sa comparaison avec $H\alpha$, se révèle donc un outil puissant et original d'étude de la structure et de la dynamique du milieu interstellaire.

3.3.2 La raie $Ly\alpha$

Lorsque des atomes d'hydrogène ionisé se recombinent, la redescente en cascade des électrons vers les couches les plus proches du noyau entraîne l'émission de photons de longueurs d'onde correspondant à la différence d'énergie séparant les niveaux entre lesquels ces transitions ont lieu. Les transitions des niveaux supérieurs vers le niveau 3 donnent naissance à la série de raies de Paschen, celles vers le niveau 2 à la série de Balmer, et celles vers le fondamental à la série de Lyman (figure 3.4). En première approximation, tous les électrons arrivant sur le niveau 2 (série de Balmer) redescendront par la suite vers le niveau 1. Chaque photon de la série de Balmer sera donc suivi par l'émission d'un photon $Ly\alpha$. De la même façon, il y aura autant de photons $H\alpha$ émis qu'il y en a eu dans toute la série de Paschen. Ce principe "d'entonnoir" fait que la raie $Ly\alpha$, dernière étape de la cascade descendante vers le fondamental, est la plus intense de toutes les raies du spectre d'émission de l'hydrogène. En fait, le deuxième niveau d'énergie de l'hydrogène est subdivisé en deux sous niveaux, notés 2S et 2P (figure 3.4). L'émission $Ly\alpha$ correspond à la transition entre le niveau 2P et le niveau 1S. En revanche, le niveau 2S est *métastable*, c'est-à-dire que la transition 2S-1S est empêchée par les règles de sélection de la mécanique quantique. Toutefois, cette transition peut s'effectuer *via* l'émission de 2 photons (Spitzer & Greenstein 1951) dont la somme des énergies correspond à la différence entre ces deux niveaux, donnant alors naissance à un spectre continu. Ce processus n'est pas négligeable puisque près de 32% des électrons arrivant des niveaux supérieurs sur le niveau 2 redescendent vers le fondamental par ce processus (voir

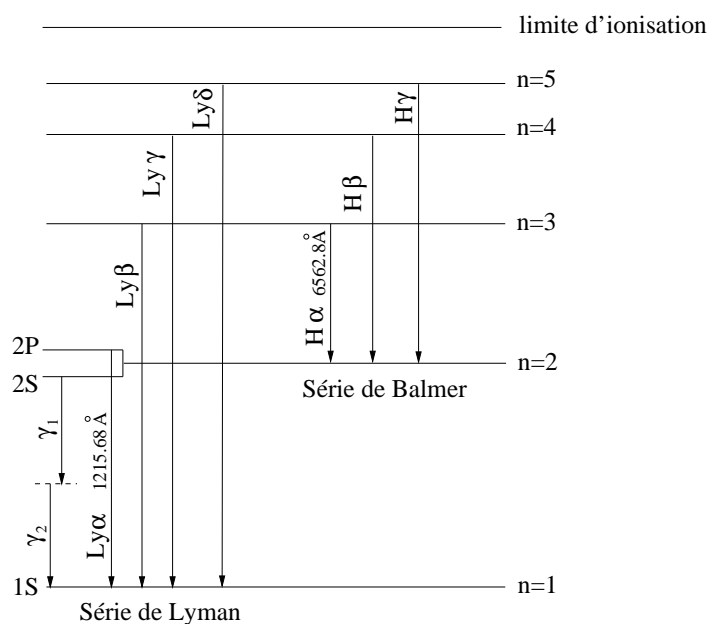


FIG. 3.4 – Schéma simplifié des niveaux énergétiques de l'atome d'hydrogène et des différentes transitions.

par exemple Gurzadyan 1996, pour une description plus détaillée). Les 68 autres pour cent des électrons arrivant sur le niveau 2 donnent donc lieu à un photon $Ly\alpha$.

3.3.3 L'émission et la destruction de $Ly\alpha$

Pour une nébuleuse ionisée, il est possible de calculer théoriquement l'intensité de chacune des raies de l'hydrogène à partir de l'équilibre d'ionisation (Osterbrock 1989). Deux cas peuvent alors être considérés. Dans le premier (cas A), on considère que tous les photons, émis lors de la redescende en cascade des électrons, s'échappent de la nébuleuse. Cette hypothèse est justifiée si l'épaisseur optique de la nébuleuse est faible pour les raies considérées. Dans ce cas, le rapport de l'intensité des raies $Ly\alpha$ et $H\beta$ vaut environ 33.6 pour une température de 15000 K et une densité de 100 cm^{-3} (Osterbrock 1989; Storey & Hummer 1995). En pratique, ce n'est généralement pas le cas pour les raies de résonance en HI telles celles de la série de Lyman. Dans ce cas, on considère que les photons de la série de Lyman sont systématiquement réabsorbés par un atome d'hydrogène proche (cas B). L'atome ainsi excité pourra alors se désexciter, soit en redescendant directement vers le fondamental (émission de la série Lyman identique à celle absorbée) soit en cascade en passant par différents niveaux intermédiaires. La dernière étape

de la redescende en cascade correspond à l'émission $Ly\alpha$ ou au processus à deux photons, le poids de ces deux modes de désexcitation étant respectivement $2/3$ et $1/3$ (la proportion exacte dépend faiblement de la température et de la densité). Les diffusions résonantes successives transforment donc les photons de la série de Lyman avec $n \geq 3$ en photons des séries inférieures, susceptibles de s'échapper de la nébuleuse, et en photons correspondant à la transition entre le niveau 2 et le fondamental. Chaque recombinaison donne donc lieu à une transition du niveau 2 vers le fondamental. Le nombre de photons $Ly\alpha$ sera alors d'environ $2/3$ du taux d'ionisation. Pour la raie $Ly\alpha$, aucun niveau intermédiaire n'existe. Une partie de ces photons finira donc par s'échapper de la nébuleuse, tandis que l'autre sera détruite, principalement par la poussière (Spitzer 1978; Hummer & Kunasz 1980; Neufeld 1990; Charlot & Fall 1991; Chen & Neufeld 1994).

En toute rigueur, les collisions entre les atomes excités sur le niveau 2P et les ions H^+ ou les électrons, peuvent entraîner une transition vers le niveau 2S, suivie d'une désexcitation par une émission à deux photons. Cependant, ce processus de destruction des photons $Ly\alpha$ est quantitativement négligeable (Neufeld 1990; Gurzadyan 1996).

Un autre processus de destruction des photons $Ly\alpha$ est décrit par Neufeld (1990). Il s'agit de l'absorption de ces photons par l'hydrogène moléculaire H_2 dans les transitions vibrationnelles 1-2P(5) (décalée de 99 km/s par rapport à $Ly\alpha$) et 1-2R(6) (décalée de 15 km/s). Dans les régions de relativement forte densité, et si l'abondance de H_2 est suffisante, ce processus peut être important, voire dominer la destruction par les poussières.

La prédiction du rapport des intensités des raies $Ly\alpha$ et $H\beta$ est extrêmement délicate puisque fonction de la quantité de poussières et de H_2 susceptibles de détruire les photons $Ly\alpha$ ainsi que de la distance parcourue dans la nébuleuse par ces photons (c'est-à-dire du nombre moyen de diffusions résonantes). Plus le nombre de diffusions résonantes sera grand, plus les photons séjourneront longtemps dans la nébuleuse, y parcoureront de grandes distances, et plus grande sera leur probabilité d'être détruits par la poussière. Chen & Neufeld (1994) ont évalué ce rapport (voir leur figure 6) en fonction de l'épaisseur optique du gaz pour $Ly\alpha$ et pour différents contenus en poussière. Le rapport $Ly\alpha/H\beta$ dans le cas B, en l'absence de poussières détruisant $Ly\alpha$ et en considérant que tous les photons $Ly\alpha$ sortent est, pour une température de 15000 K et une densité de 100 cm^{-3} , de l'ordre de 23 (Ferland & Osterbrock 1985; Storey & Hummer 1995)² (et non de 33 comme on le lit

2. Ce résultat peut également être obtenu en utilisant CLOUDY avec le modèle décrit au §7.1

dans certains articles!). Ce rapport, augmentant avec la densité, atteint 31.7 à 10000 cm^{-3} et 34.6 à 10^8 cm^{-3} .

3.4 Les effets de la dynamique sur $\text{Ly}\alpha$ et $\text{H}\alpha$

Comme nous venons de le voir, la raie $\text{Ly}\alpha$ est résonante, et de ce fait les photons émis à 1215.68 \AA sont très facilement réabsorbés par les atomes d'hydrogène proches. Cependant, ces photons ne sont pas tous émis avec exactement cette énergie, la raie $\text{Ly}\alpha$ présentant une certaine largeur, due à l'incertitude naturelle sur l'énergie (relativement faible toutefois) mais aussi à la température provoquant l'élargissement doppler lié à la distribution des vitesses des atomes (effet prépondérant). Ce phénomène permet aux photons $\text{Ly}\alpha$ de s'échapper dans les ailes de la raie.

Par ailleurs, les photons de la série de Balmer, particulièrement $\text{H}\alpha$ ou $\text{H}\beta$, interagissent beaucoup moins avec le gaz et de ce fait quittent la nébuleuse quasiment sans être diffusés.

Dans le cas d'une région de formation stellaire ionisant une région HII elle-même entourée de gaz neutre, les photons de la série de Balmer ne proviendront que de la région HII. En revanche, les photons $\text{Ly}\alpha$ subiront de multiples diffusions, d'abord dans la région HII, puis dans le gaz neutre, et ne quitteront la galaxie que lorsqu'ils seront réémis par des atomes situés suffisamment près des limites de celle-ci pour pouvoir ne pas être réabsorbés. L'émission $\text{Ly}\alpha$ sera alors redistribuée sur toute la galaxie et semblera provenir de l'enveloppe neutre et plus seulement de la région HII. Si la taille du halo est grande, l'émission $\text{Ly}\alpha$ sera très diffuse. L'observation de la seule région HII résultera en une émission $\text{H}\alpha$ ou $\text{H}\beta$ intense et localisée, mais en une émission $\text{Ly}\alpha$ fortement atténuée puisque ne correspondant qu'à une petite partie du halo située sur la ligne de visée. Cet effet de *dilution géométrique* de l'émission $\text{Ly}\alpha$, conjugué à la présence de poussières la détruisant, peut entraîner la non-détection de la raie.

Cependant, comme nous l'avons discuté au paragraphe 2.1.3, la présence d'étoiles massives entraîne la formation de bulles en expansion et de vents dans le milieu interstellaire. Il est donc légitime de s'attendre à ce que des différences de vitesses importantes existent entre la région de formation d'étoiles produisant des photons $\text{Ly}\alpha$ et les régions gazeuses susceptibles de les absorber. Dans ce cas, l'apparition de profils P-Cygni pour la raie $\text{Ly}\alpha$ traduira ce décalage.

Les processus responsables des émissions $\text{H}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha$ sont les mêmes (recombinaison des atomes d'hydrogène ionisés). Ces raies sont donc émises par les mêmes régions, et de ce fait, doivent présenter les mêmes profils. Cepen-

dant, la diffusion résonante des photons $\text{Ly}\alpha$, conjuguée à la dynamique du milieu interstellaire affecte le profil de $\text{Ly}\alpha$. Par conséquent, l'étude comparée des profils des raies $\text{H}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha$ est un moyen d'investigation de la dynamique du gaz.

3.5 Les observations antérieures de $\text{Ly}\alpha$

Les premières observations de l'émission $\text{Ly}\alpha$ de galaxies, choisies suffisamment lointaines pour pouvoir s'affranchir de la raie géocoronale, furent réalisées à travers une ouverture de $10'' \times 20''$ avec la caméra SWP du satellite IUE dans son mode à basse résolution (Meier & Terlevich 1981; Hartmann et al. 1984; Deharveng et al. 1986; Hartmann et al. 1988; Terlevich et al. 1993). Ces observations ont révélé que le rapport $\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta$ était bien inférieur aux 23 prévu par la théorie de la recombinaison. De plus, une possible anti-corrélation entre ce rapport et la métallicité semblait apparaître. Ces résultats ont été interprétés comme un effet de la poussière, principal destructeur des photons $\text{Ly}\alpha$, couplé à la diffusion résonante dans le gaz neutre (Charlot & Fall 1991, 1993). En effet, l'allongement du parcours des photons $\text{Ly}\alpha$, dû à la diffusion résonante, augmente la probabilité d'une destruction par la poussière (Neufeld 1991; Charlot & Fall 1991, 1993; Chen & Neufeld 1994). Certains auteurs ont également attribué cette corrélation à une mauvaise correction de l'extinction interstellaire (Valls-Gabaud 1993; Calzetti & Kinney 1992).

Cependant, Giavalisco et al. (1996), en réanalysant les données IUE, ont montré que le rapport $\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta$ n'était que très peu, voire pas corrélé avec l'extinction, qu'elle soit mesurée dans l'UV ou par les décrets de Balmer, et que la corrélation avec l'abondance en oxygène $[\text{O}/\text{H}]$ était faible. Aussi, ces résultats les ont amené à suggérer que l'influence de la poussière avait été surestimée et que la structure du milieu interstellaire était prépondérante pour la visibilité de la raie $\text{Ly}\alpha$; celle-ci ne serait observable qu'à travers des *trous* ou des régions de faible densité colonne du HI. Cette hypothèse est également renforcée par les observations récentes de T1214-277 par Thuan & Izotov (1997).

Parallèlement, avec l'avènement du Télescope Spatial Hubble, des observations à haute résolution d'objets plus proches sont devenues possible, permettant, entre autres, la mesure du profil des raies. Plus particulièrement, l'observation de IZw 18 (Kunth et al. 1994), galaxie de très faible métallicité et ne contenant quasiment pas de poussières, a révélé une raie $\text{Ly}\alpha$ en **absorption** tandis que dans Haro 2 (Lequeux et al. 1995), galaxie de métallicité

1/3 solaire présentant un contenu en poussières non négligeable, cette même raie est observée en **émission**, mais présente un profil P-Cygni.

Par conséquent, l'effet des poussières, renforcé par la diffusion résonante, ou la structure du milieu interstellaire, c'est-à-dire l'existence de régions de faible densité de colonne de HI à travers lesquelles les photons $\text{Ly}\alpha$ s'échapperaient, ne semble pas suffisant pour rendre compte de toutes les observations obtenues avec HST. En particulier la présence de profils P-Cygni suggère un rôle important de la dynamique du milieu interstellaire dans l'émergence de cette raie (Legrand et al. 1997a; Kunth et al. 1998; Tenorio-Tagle et al. 1999).

Chapitre 4

Étude comparée de $\text{Ly}\alpha$ et de $\text{H}\alpha$

*Qu'est-ce que cela peut faire que je lutte pour la
mauvaise cause puisque je suis de bonne foi ?
– Et qu'est-ce que ça peut faire que je sois de
mauvaise foi puisque c'est pour la bonne cause ?*

Jacques Prévert
Spectacle

Afin d'étudier l'influence de la dynamique du gaz sur l'émission $\text{Ly}\alpha$, nous avons décidé de comparer les profils des émissions $\text{Ly}\alpha$ et $\text{H}\alpha$ dans un échantillon de galaxies à fort taux de formation d'étoiles.

4.1 Les observations de $\text{Ly}\alpha$

Sept galaxies ont été observées dans l'UV (Kunth et al. 1998) avec le spectrographe à haute résolution Goddard (GHRS) à bord de HST au travers de la fente large (LSA) de $1.74'' \times 1.74''$ (sauf pour IZw 18, $2.0'' \times 2.0''$, observée avant la première mission d'entretien de HST qui a réduit la taille de la fente du GHRS). Le réseau G160M a été utilisé pour toutes les observations et son angle ajusté au décalage spectral de chaque objet de façon à couvrir un domaine incluant $\text{Ly}\alpha$, OI 1302.2 Å et SiII 1304 Å. Ces deux dernière raies

TAB. 4.1 – *Journal des observations HST.*

Objet	position de la fente (2000)		Date	domaine de λ (Å)	Temps d'exposition (s)
	RA	Dec			
ESO 350-IG038	00 36 52.3	-33 33 18.2	16/01/96	1222 - 1258	7018
			16/01/96	1312 - 1347	4678
IRAS 08339+6517	08 38 23.2	65 07 15.0	24/02/96	1221 - 1257	7997
			25/02/96	1309 - 1344	4787
IZw 18	09 34 02.0	55 14 27.4	23/04/92	1195 - 1231	9216
			22/04/92	1283 - 1319	10137
Haro 2	10 32 31.8	54 24 03.5	29/04/94	1205 - 1241	7181
			30/04/94	1286 - 1321	5222
Mkn 36	11 04 58.4	29 08 15.2	19/04/95	1205 - 1241	5984
			20/04/95	1281 - 1317	5984
IIZw 70	14 50 56.5	35 34 17.8	08/04/95	1204 - 1240	3590
			08/04/95	1286 - 1321	7181
ESO 400-G043	20 37 41.9	-35 29 06.4	16/04/96	1221 - 1258	7181
			16/04/96	1312 - 1347	4787

ont été utilisées pour mesurer l'abondance dans le gaz sur la ligne de visée. Une description détaillée de la configuration instrumentale et de la réduction des observations est donnée par Kunth et al. (1994); Lequeux et al. (1995) et Kunth et al. (1998).

Les premiers objets ont été sélectionnés pour couvrir un vaste domaine de métallicité (IZw 18, Mkn 36, IIZw 70, Haro 2), avec pour objectif d'étudier la possible corrélation entre l'abondance et l'émission $Ly\alpha$. Ils ont été observés durant les cycles 1 et 4 du Télescope Spatial entre 1992 et 1995. Les objets suivants ont été choisis pour avoir une émission $Ly\alpha$ détectée avec IUE (IRAS 08339+651, ESO 350-IG038, ESO 400-G043). Ils ont été observés en 1996. Le journal des observations est donné en table 4.1.

4.2 Les observations de $H\alpha$

Afin de comparer le profil des raies $Ly\alpha$ à celui de $H\alpha$, des spectres optiques à haute résolution ont été obtenus pour 5 objets de l'échantillon (IIZw 70 n'a pas été observée et les spectres de IZw 18 décrits dans la seconde partie de ce travail n'ont pas la résolution suffisante pour résoudre le profil de la raie $H\alpha$). Les observations ont été réalisées au télescope de 4.2m William Herschel à La Palma (Canaries) (Haro 2, IRAS 08339+6517, Mkn 36) et, en mode service, au télescope de 3.5m NTT au Chili (ESO 400-G043, ESO 350-IG038). Le domaine de longueur d'onde a été choisi de façon à couvrir $H\alpha$ et $H\beta$ ainsi que, dans la mesure du possible, les raies de l'oxygène [OIII] $\lambda\lambda$ 4958, 5007, et [OII] λ 3727. Dans la plupart des cas, nos observations n'étaient pas suffisamment profondes pour mesurer [OII] λ 4363 et évaluer les abondances de manière précise.

TAB. 4.2 – *Journal des observations au WHT.*

Objet	Position (2000)		Fente	PA	Date	Temps d'exposition (s) × nombre de poses
	RA	Dec				
IRAS 08339+6517	08 38 23.2	65 07 15.0	1.0"	-96°	04/02/97	1800×1
Haro 2	10 32 31.8	54 24 03.5	1.5"	$+45^\circ$	27/02/95	1800×1
Mkn 36	11 04 58.4	29 08 15.2	1.0"	-96°	26/03/97	1200×3

4.2.1 Les observations au télescope William Herschel

Les trois galaxies Haro 2, IRAS 08339+6517, et Mkn 36 ont été observées au télescope William Herschel avec le spectrographe à deux bras ISIS couplé à une fente longue. La taille de la fente a été choisie de façon à trouver le meilleur compromis entre la résolution spectrale et l'obtention d'un flux suffisant. Les réseaux utilisés étaient respectivement R300B dans le bleu et R1200 dans le rouge. Cette configuration a permis d'obtenir, dans le rouge, la partie du spectre autour de $H\alpha$ (incluant $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717, 6731$) avec une grande dispersion spectrale ($0.41 \text{ \AA}/\text{pix}$), autorisant l'étude du profil des raies. Dans le bleu, la dispersion moins grande ($1.54 \text{ \AA}/\text{pix}$), a permis d'optimiser le rapport signal/bruit des raies (en particulier $[\text{OII}]\lambda 3727$), de mesurer $[\text{OIII}]\lambda 5007$ afin d'évaluer l'abondance en oxygène, mais s'est révélée trop faible pour résoudre le profil des raies. La résolution spatiale était de $0.35''/\text{pixel}$. Le journal des observations est donné en table 4.2.

Les données ont été réduites suivant la procédure standard à l'aide du logiciel IRAF. La turbulence atmosphérique (seeing), mesurée à partir de la largeur à mi-hauteur des extensions spatiales des spectres stellaires était respectivement $5.5''$, $2.2''$ et $0.96''$ pour Haro 2, IRAS 08339+6517 et Mkn 36. Les conditions météorologiques lors de l'observation des deux premiers objets étaient donc assez mauvaises (forte turbulence atmosphérique). De plus, l'observation de IRAS 08339+6517 a été interrompue par l'arrivée de nuages, aussi la qualité photométrique des données n'est pas garantie. En conséquence, la comparaison de $H\alpha$ et $\text{Ly}\alpha$ pour cet objet doit être prise avec précaution, le flux $H\alpha$ étant vraisemblablement sous estimé.

La résolution spectrale, mesurée à partir de la largeur à mi-hauteur des raies de la lampe de calibration, était de 4 \AA dans le bleu et 1 \AA dans le rouge pour Haro 2 et de 3.5 \AA dans le bleu et 0.7 \AA dans le rouge pour MKN 36 et IRAS 08339+6517. Les différentes raies ont été mesurées avec la procédure automatique TWOFITLINES développée par Jose Acosta¹. Les mesures ont été faites tous les 2 pixels en sommant sur 3 pixels tout au long de la fente. Afin de comparer les profils de $H\alpha$ à ceux de $\text{Ly}\alpha$, une extraction centrée sur

1. Twofitlines, Version 1.4 package pour IRAF, Jose Acosta, Instituto de Astrofisica de Canarias - SPAIN

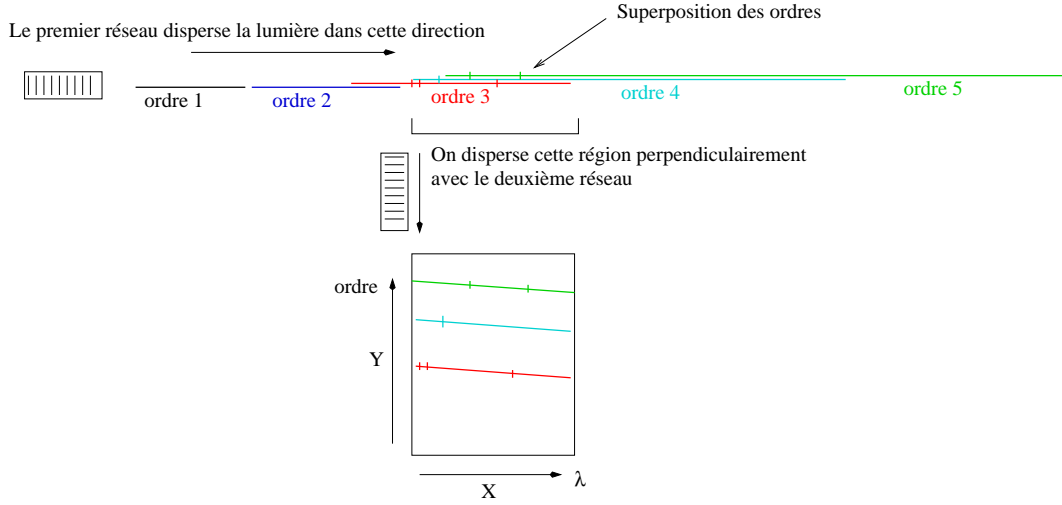
la même région que les observations HST, intégrée sur 5 pixels, soit $1.75''$ (comparable à l'ouverture de HST) a été obtenue. Afin de tenir compte de la différence de taille des fentes entre les observations HST et WHT, nous avons multiplié les spectres par 1.75 pour MKN 36 et IRAS 08339+6517 et 1.33 pour Haro 2 (rapport entre la largeur de la fente HST et celle du WHT). Cette simple multiplication est justifiée par le fait que le profil d'intensité des raies ne semble pas varier trop fortement à ces échelles dans les régions considérées. Enfin, dans l'espoir d'évaluer les abondances, un spectre intégré sur l'ensemble des galaxies a également été extrait.

4.2.2 Les observations au NTT

Les galaxies ESO 350-IG038 et ESO 400-G043 ont été observées avec EMMI configuré en mode échelle au télescope NTT situé au Chili.

Le principe de la spectroscopie en mode échelle, résumé sur la figure 4.1, est le suivant: un premier réseau est utilisé pour disperser la lumière et créer ainsi un spectre qui s'étale dans une direction X. Cependant, les différents ordres de ce spectre se suivent, avec des domaines spectraux différents. La dispersion augmentant avec les ordres, leurs extensions spatiales augmentent également. Il existe un endroit où les différents ordres se superposent, rendant très difficile leur analyse. Le principe de la spectroscopie échelle consiste à choisir une région où les différents ordres se superposent et couvrent l'ensemble du domaine spectral que l'on désire étudier. On place alors sur cette région un second réseau (moins dispersif que le premier), de façon à ce qu'il disperse la lumière dans une direction Y perpendiculaire au spectre. Les différents ordres ne couvrant pas exactement les mêmes domaines de longueur d'onde, cette opération permet de les séparer suivant la direction Y. L'image résultante est alors constituée d'une série de spectres successifs (correspondant aux différents ordres) suivant la direction Y, chaque spectre étant étalé en longueur d'onde suivant la direction X. On peut donc établir une correspondance entre la position suivant l'axe Y et l'ordre m ($m=f(Y)$) et, pour chaque ordre, une correspondance entre la position en X et la longueur d'onde ($\lambda=f(X,m)$). Afin de pouvoir reconstituer le spectre de façon continue, c'est-à-dire éviter que des domaines de longueur d'onde ne soient pas couverts, on ajuste les différents paramètres du montage (angles, dispersions des réseaux,...) afin que, dans la mesure du possible, aux longueurs d'onde de la fin d'un ordre correspondent celles du début de l'ordre suivant.

Le journal des observations est donné en table 4.3. La fente utilisée mesurait $1'' \times 15''$. La résolution spatiale était de $0.27''/\text{pix}$, la dispersion spectrale de $0.49 \text{ \AA}/\text{pix}$ ce qui donnait une résolution spectrale, mesurée à partir de la largeur à mi-hauteur des raies du spectre de calibration, de 0.8 \AA . La turbu-

FIG. 4.1 – *Principe de la spectroscopie échelle.*TAB. 4.3 – *Journal des observations au NTT.*

Objet	Position (2000)		Fente	PA	Date	Temps d'exposition (s) × nombre de poses
	RA	Dec				
ESO 350-IG038	00 36 52.3	-33 33 18.2	1"	+28°	23/08/97	1800 × 3
					24/08/97	1800 × 2
ESO 400-G043	20 37 41.9	-35 29 06.4	1"	+20°	13/09/97	1800 × 3
					20/09/97	1800 × 1
					21/09/97	1800 × 3

lence atmosphérique est restée inférieure à 1.1" durant l'ensemble des nuits d'observation.

Les données ont été réduites lors d'un séjour à l'ESO Garching en suivant la procédure standard à l'aide du logiciel MIDAS et des tâches spécifiques à la réduction des spectres échelles. La faible intensité du signal dans les ordres élevés n'a pas permis leur identification sur les images et, de ce fait, certaines raies n'ont pas pu être observées (entre autres $[\text{OII}]\lambda 3727$). Un spectre de chacun des objets, intégré sur 60 pixels, a ensuite été extrait. Ce spectre, couvrant la totalité du domaine spectral observé, inclut la totalité du signal obtenu, les différents ordres ayant été combinés. Par la suite, nous le dénommerons **spectre total**.

Par ailleurs, certaines difficultés sont apparues lors de la calibration en longueur d'ondes. Pour certains ordres, aux *bords* des images, l'absence de raies de calibration n'a pas permis de contraindre l'ajustement de la fonction de dispersion, entraînant de légers décalages (jusqu'à 3 Å) entre la position d'une même raie dans deux ordres différents. Si cet effet n'est pas de conséquence pour la mesure du flux des raies dans le spectre total, il ne peut être

toléré pour l'étude de leur profil. Aussi, pour chaque ordre, les spectres ont également été extraits individuellement. D'autre part, suite à une incompatibilité entre les versions de MIDAS utilisées à l'ESO (Garching) et à l'IAP, la calibration photométrique des observations a été perdue pour le spectre *total*. Par conséquent, les mesures des flux des raies de ce spectre ne peuvent être considérées comme fiables. Toutefois, ceci ne nuit en rien à l'étude de la dynamique du gaz à partir du profil et de la position de $H\alpha$.

Des extractions, intégrées sur 3 pixels, tous les 2 pixels le long de la fente, ont été effectuées pour étudier la variation spatiale des différents paramètres de ces objets. Après réduction, les différents spectres ont été transformés au format IRAF et les raies mesurées avec la procédure automatique TWOFIT-LINES. Enfin, afin de comparer les profils $H\alpha$ et $Ly\alpha$, un spectre de l'ordre contenant $H\alpha$, centré sur la même région que les observations HST, intégré sur 7 pixels (1.9" comparable aux 1.75" de HST) et multiplié par 1.6 (rapport des tailles de fente HST et NTT) a été extrait.

4.3 Les objets observés

Les propriétés de l'émission $Ly\alpha$ de notre échantillon sont décrites en détail dans Kunth et al. (1998) et résumées dans les tables 4.4 et 4.5 adaptées de cet article. Les propriétés générales des galaxies étudiées sont présentées dans la table 4.6.

4.3.1 Haro 2

La galaxie naine Haro 2 (Mkn 33, Arp 233, UGC 5720) est un objet présentant une métallicité 1/3 solaire (Davidge 1989). Sa vitesse de récession, mesurée par Lequeux et al. (1995) est de 1465 km/s. Sa magnitude absolue, en prenant une constante de Hubble $H = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, est $M_b = -18.7$ (Kunth & Joubert 1985). Son extinction apparente varie de $E(B-V) = 0.12$ lorsqu'elle est mesurée dans l'UV (Mas-Hesse & Kunth 1998), à $E(B-V) = 1.4$ en utilisant le rapport $H\beta$ sur Brackett γ (Davidge & Maillard 1990), en passant par $E(B-V) = 0.7$ à partir des décréments de Balmer (Davidge 1989). Cette différence entre les extinctions est généralement attribuée aux inhomogénéités² du milieu absorbant (Lequeux et al. 1981). En effet, l'extinction étant plus efficace aux courtes longueurs d'ondes, l'essentiel du flux nous parvenant dans ce domaine proviendra des régions les moins absorbées. Ceci

². par exemple Viallefond et al. (1983) ont montré que l'extinction interstellaire dans NGC 595 n'était pas homogène.

TAB. 4.4 – *Mesures des absorptions métalliques. Pour chaque objet, la première ligne donne le centre de l'absorption (en Å) pour chaque raie. La seconde ligne donne la vitesse de récession de la galaxie, mesurée à partir de l'émission optique, la vitesse des raies d'absorption et la différence moyenne entre la vitesse des raies d'absorption et celle de la galaxie (δv).*

Name	O I 1302	Si II 1304	
$v(\text{H II}) \text{ km s}^{-1}$	$v(\text{O I})$	$v(\text{Si II})$	δv
IRAS 08339+6517	nd	nd	
5730±80	–	–	–
Haro 2	1307.76	1310.02	
1465±10	1288.2	1299.4	-171
Mkn 36	1305.3	1307.25	
646±5	714.5	662.3	+40
ESO 350-IG038	1328.63	1330.89	
6156±31	6096.0	6099.0	-58
ESO 400-G043	1326.7	1329.2	
5900±8	5647.0	5706.0	-225
IIZw 70	1307.3	1309.5	
1215±23	1182.2	1184.4	-32
IZw 18	1305.3	1307.45	
740±5	721.4	708.3	-25

TAB. 4.5 – *Mesures autour de $\text{Ly}\alpha$. La seconde ligne donne les valeurs minimales et maximales de la densité de colonne $\log N(\text{HI})$, sauf pour ESO 350-IG038 où les valeurs des trois composantes principales sont indiquées.*

Nom	$\lambda(\text{abs})$ Å	$\log N(\text{HI})$ cm^{-2}	b km s^{-1}	λ (pic d'émission) Å	Flux $\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-2}$	EW Å	$\log N(\text{HI})$
IRAS 08339+6517	1237.7	19.9	90	1239.5	5.6(-14)	34	–
Haro 2	1220.9	19.7–20.0 19.9	–	1222.1	6.0(-14)	13	19.8
Mkn 36	1218.4	19.6–20.5 20.1	–	no em.	–	–	19.7
ESO 350-IG038	1240.37	19.9–20.3 20.4	<140	1241.9	1.8(-14)	37	–
ESO 400-G043	1238.6	18.8–19.9–20.3 19.7	70	1240.0	3.1(-14)	20	–
IIZw 70	1220.46	19.6–19.8 20.8	<200	no em.	–	–	19.3
IZw 18	1218.6	20.6–21.0 21.1	–	no em.	–	–	20.3
		21.0–21.5					

entraîne naturellement une valeur plus faible de l'extinction lorsqu'on la mesure dans l'UV que lorsqu'on l'évalue dans le domaine optique.

Les observations de Lequeux et al. (1995) ont révélé une émission $Ly\alpha$ présentant un profil P-Cygni dont la partie absorbée pouvait être produite par un nuage d'hydrogène de densité colonne $\log N(HI)=19.89$ décalé de près de 200 km/s par rapport à la région centrale ionisée. Parallèlement, la présence dans le spectre de raies d'absorption de $OII\lambda 1302$ Å et $SiIII\lambda 1304$ Å décalées elles aussi de près de 200 km/s vers le bleu par rapport à la vitesse systémique de la galaxie, a été interprétée comme trahissant la présence d'une bulle de gaz en expansion, partiellement ionisée, *poussant* le gaz neutre. Nos observations du profil de la raie $H\alpha$, comparées à celui de l'émission $Ly\alpha$ confirment cette hypothèse (Legrand et al. 1997a).

4.3.2 IRAS 08339+6517

Le décalage spectral de IRAS 08339+6517 est de 5730 km/s (Kirshner et al. 1978; Kim et al. 1995). Son extinction, entre $E(B-V)=0.4$ (Kim et al. 1995) et $E(B-V)=0.55$ (Margon et al. 1988), déterminée à partir du décrement de Balmer, indique la présence de poussières en quantité importante. Une détermination approximative de l'abondance, à partir de l'intensité des raies $[OII]\lambda 3727$ et $[OIII]\lambda 5007$ mesurées par Margon et al. (1988), en utilisant la méthode empirique de Edmunds & Pagel (1984) calibrée par McGaugh (1991), indique une métallicité $12 + \log(O/H) \sim 7.4$ ou $12 + \log(O/H) \sim 8.5$ (IRAS 08339+6517 se situe dans la partie dégénérée du diagramme). Le fort contenu en poussières pourrait plaider en faveur de la valeur haute de la métallicité.

Margon et al. (1988) ont observé une émission proche de 1640 Å qui, si elle est attribuée à HeII, indiquerait la présence d'étoiles WR. Cependant, la raie HeII $\lambda 4686$ n'a pas été détectée ni dans leurs spectres, ni dans les nôtres.

IRAS 08339+6517 présente une émission $Ly\alpha$ mesurée à 1339.5 Å, avec un profil P-Cygni marqué, l'absorption s'étendant sur près de 1500 km/s sur l'aile bleue de la raie. Un second pic d'émission est situé à 1237.76 Å, au centre de l'aile absorbée (Kunth et al. 1998; Gonzalez Delgado et al. 1998).

4.3.3 Mkn 36

Située à un décalage spectral de 646 km/s (De Vaucouleurs et al. 1991), Mkn 36 (UGCA 225, IRAS F11022+2924³, Haro 04) présente une abondance

3. Ce qui montre au demeurant qu'une source IRAS n'est pas toujours très poussiéreuse

faible, $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \sim 7.84$ (French 1980; Melnick et al. 1988), et peu d'extinction, $E(\text{B}-\text{V}) \sim 0.08$ (French 1980; Salzer et al. 1995). French (1980) a détecté la raie $\text{HeII}\lambda 4686$ dans le spectre de Mkn 36, alors que Kunth & Joubert (1985) ne l'ont pas observée. Nos spectres optiques confirment l'existence d'une émission étroite $\text{HeII}\lambda 4686$ et faible. Ces éléments sont toutefois insuffisants pour conclure à la présence d'étoiles WR dans cette galaxie (Conti 1991).

Mkn 36 présente une large raie $\text{Ly}\alpha$ en absorption. Son profil peut être expliqué par la conjugaison des effets de l'absorption galactique ($\log N(\text{HI}) = 19.7$ atomes cm^{-2}) et de l'absorption par le gaz neutre ($\log N(\text{HI}) = 20.07$ atomes cm^{-2}) qu'elle contient (Kunth et al. 1998).

4.3.4 ESO 350-IG038

Le décalage spectral de ESO 350-IG038 (Haro 11) est 6156 km/s (West et al. 1981). Sa métallicité est inconnue. À partir des données de Vader et al. (1993), en utilisant la méthode empirique de Edmunds & Pagel (1984) calibrée par McGaugh (1991), nous avons tenté d'obtenir une indication approximative de l'abondance en oxygène: entre $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \sim 7.4$ et $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \sim 8.6$ selon la partie du diagramme considérée. L'extinction interstellaire, mesurée par Vader et al. (1993) varie de $E(\text{B}-\text{V}) = 0.16$ pour la région A à $E(\text{B}-\text{V}) = 0.41$ pour la région B. Ces observations ne permettent pas de trancher en faveur d'une des valeurs possibles de la métallicité. La présence de trois principales régions brillantes, à des vitesses très légèrement différentes, peut suggérer une interaction entre nuages (Vader et al. 1993; Heisler & Vader 1995).

L'observation de la région B de ESO 350-IG038 révèle une émission $\text{Ly}\alpha$ dont le profil n'est pas clairement un P-Cygni, la descente de l'aile bleu n'étant pas très abrupte. Les raies absorbées $\text{OI}\lambda 1302 \text{ \AA}$ et $\text{SiII}\lambda 1304 \text{ \AA}$ sont décalées de -58 km/s par rapport à la région ionisée, mais leur profil large suggère qu'elles sont le résultat de la combinaison de plusieurs raies de décalages s'étendant sur près de 100 km/s de part et d'autre du centre d'absorption (Kunth et al. 1998). L'absorption de la raie $\text{Ly}\alpha$ est reproduite par trois composantes de densités $\log N(\text{HI}) = 18.81, 19.93$, et 20.26 atomes cm^{-2} situées respectivement à -26, -197 et -330 km/s de la région centrale.

4.3.5 ESO 400-G043

ESO 400-G043 (Fairall 1165, IRAS 20345-3539) a un décalage spectral d'environ 5900 km/s d'après Bergvall & Olofsson (1986) tandis que Fairall

TAB. 4.6 – *Propriétés des galaxies HII observées. Les valeurs de $E(B-V)$ sont obtenues à partir du décrement de Balmer, les magnitudes proviennent de De Vaucouleurs et al. (1991). L'origine des autres paramètres est donnée dans le texte.*

Galaxies	$m(B)^a$	$v(\text{km s}^{-1})$	$12+\log(O/H)$	$E(B-V)$
Haro 2	13.40	1465	8.45	0.7
IRAS 08339+6517	14.16	5730	??	0.55
Mkn 36	15.70	646	7.84	0.08
ESO 350-IG038	14.27	6156	??	0.16-0.41
ESO 400-G043	14.22	5900	8.15	0.21-0.34

^a sauf IRAS 08339+6517, $m(V)$

(1988) a mesuré 6010 km/s et Pena et al. (1991) 5660 et 5720 km/s respectivement pour les deux composantes nord et sud. Ces derniers ont également évalué la métallicité moyenne de cet objet à $12+\log(O/H) \sim 8.15$ et l'extinction interstellaire, à partir du décrement de Balmer, à $E(B-V) \sim 0.21$ et 0.34, respectivement pour les régions nord et sud.

Les observations de Kunth et al. (1998) étaient centrées sur la région sud, la plus brillante. Une émission $Ly\alpha$ asymétrique présentant un profil P-Cygni a été observée. Les absorptions métalliques sont décalées vers le bleu de -252 km/s pour $OI\lambda 1302$ Å et de -194 km/s pour $SiII\lambda 1304$ Å. Le profil d'absorption peut être reproduit par un nuage de colonne densité de $\log N(HI) = 19.7 \text{ cm}^{-2}$ décalé de -70 km/s. Une émission $Ly\alpha$ secondaire a peut être été détectée à -300 km/s, mais le faible signal sur bruit interdit toute conclusion définitive.

4.4 Les abondances

Pour chacun des objets, les principales raies ont été mesurées, et, dans la mesure du possible, l'extinction, la température, la densité et l'abondance en oxygène déterminées. La vitesse de récession a également été mesurée à partir des raies $[SII]\lambda\lambda 6731, 6716$, $H\alpha$, $[OIII]\lambda\lambda 5007, 4959$ et $H\beta$ (Legrand et al. 1997a, sauf pour Haro 2 où seule les trois premières raies ont été utilisées à cause d'un décalage systématique entre les spectres bleus et rouges). Les résultats sont rassemblés dans les tables 4.7 à 4.11. Les mesures faites sur les spectres intégrés obtenus au NTT sont données uniquement à titre indicatif à cause de l'incertitude sur la calibration photométrique. Nos résultats sont compatibles avec les mesures précédemment effectuées et décrites dans le paragraphe 4.3.

4.5 Dynamique à partir de $H\alpha$

Pour chacun des cinq objets observés, la longueur d’onde, l’intensité, le continu sous jacent et la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la raie $H\alpha$ ont été mesurés à différentes positions le long de la fente, afin d’étudier la variation spatiale de ces paramètres. Les résultats obtenus sont rassemblés sur les figures 4.2 à 4.6. La courbe de rotation (dv) a été obtenue à partir de la mesure de la longueur d’onde λ à laquelle $H\alpha$ est émise à chaque position. La vitesse 0 correspond à l’endroit où l’émission du continu atteint son maximum. La longueur d’onde correspondante, à laquelle $H\alpha$ est émise est λ_0 . La différence de vitesse dv , par rapport à cette position, est simplement calculée par la relation:

$$dv = c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (4.1)$$

où c est la vitesse de la lumière. L’origine des positions est également prise au pic du continu. Le tracé de ces mêmes courbes à partir des autres raies des spectres (plus faibles) a fourni des résultats compatibles avec les barres d’erreur adoptées.

Par ailleurs, dans le cas d’un nuage de gaz au repos, c’est-à-dire sans bulle en expansion, seule l’agitation thermique contribue à élargir les raies d’émission, et ce phénomène domine l’élargissement naturel. Dans ce cas, les raies présentent un profil gaussien. Les écarts au profil gaussien traduisent donc les phénomènes dynamiques. Les profils observés sont la convolution de la réponse du spectrographe à une impulsion de Dirac (fonction d’appareil) et du profil “réel” des raies. Après nous être assuré que la fonction d’appareil était une gaussienne et n’entraînait pas outre mesure de “modifications” du profil des raies, nous avons comparé les profils des raies $H\alpha$ de la région centrale de chaque galaxie à une gaussienne, afin d’évaluer la contribution des éventuelles bulles en expansion à l’élargissement des raies. Pour cela, nous avons utilisé les spectres de chaque objet extraits sur la région comparable aux observations $Ly\alpha$. La différence entre les raies observées et les ajustements gaussiens donne une idée de la contribution des bulles en expansion; la mesure de la position des résidus permet d’évaluer leur vitesse d’expansion, et celle de leur flux donne une indication de la contribution de la bulle à la luminosité $H\alpha$ totale. Les comparaisons entre les profils observés et les gaussiennes sont données sur les figures 4.7 à 4.11. Les paramètres évalués des bulles sont donnés dans la table 4.12.

4.6 Comparaison des profils $H\alpha$ et $Ly\alpha$

Pour chacun des objets, les profils $H\alpha$ et $Ly\alpha$ ont été comparés. Plus exactement, à partir de l'émission $H\alpha$ observée, l'émission $Ly\alpha$ attendue a été calculée, puis comparée à celle effectivement observée. Pour ce faire, la méthode suivante a été adoptée:

- Les spectres $Ly\alpha$ ont été ramenés à la vitesse zéro par application d'un décalage doppler compensant celui mesuré pour l'émission de la région HII et indiqué dans la table 4.4. Ils ont ensuite été normalisés par division par la valeur du continu à 1225 Å.
- Après mesure du flux F_0 de $H\alpha$, les spectres de comparaison contenant cette raie, c'est-à-dire extraits sur une région comparable à l'extension des observations HST et multipliés par le rapport des tailles de fente (cf §4.2), ont été rapportés à 1215.68 Å par application d'un décalage doppler vers le bleu.
- Après décalage, le flux F de la raie $H\alpha$ a été mesurée, puis le spectre multiplié par le coefficient F_0/F de façon à rétablir le flux initial de $H\alpha$.
- Les spectres $H\alpha$ décalés ont ensuite été normalisés à la valeur du continu à 1225 Å. Afin de s'affranchir des différences de valeurs du continu à $H\alpha$ et $Ly\alpha$ (qui n'ont pas de raison d'être les mêmes), le continu a été ramené à 0 par soustraction d'une constante (égale à 1 puisque les spectres sont normalisés). Cette opération permet d'appliquer les deux opérations suivantes uniquement à la raie $H\alpha$.
- Le spectre $H\alpha$ a ensuite été multiplié par 8.4, rapport théorique entre les flux de $Ly\alpha$ et $H\alpha$ dans le cas B de la théorie de la recombinaison pour une température de 15000 K (Storey & Hummer 1995).
- Afin de tenir compte du rougissement, le flux $H\alpha$ a également été multiplié par:

$$10^{\frac{E(B-V)}{0.707}[f(H\alpha)-f(Ly\alpha)]} \quad (4.2)$$

où $f(H\alpha)$ et $f(Ly\alpha)$ sont les valeurs de la fonction d'extinction à $H\alpha$ et $Ly\alpha$ (données en table 4.13), et $E(B-V)$ le coefficient d'extinction de l'objet considéré. Les trois lois d'extinction (Galaxie, petit et grand nuage de Magellan) ont été utilisées. Les coefficients d'extinction utilisés sont ceux de la table 4.6.

- Les continus à $H\alpha$ ont ensuite été rétablis par addition de la constante 1 précédemment soustraite.
- Enfin, la fonction de transfert du milieu interstellaire a été obtenue avec Xvoigt, sur la base des indications de Kunth et al. (1998) concernant la position et la densité du gaz absorbant (voir table 4.5). Les spectres prédits à partir de $H\alpha$ ont alors été multipliés par les fonctions de transfert correspondantes, et les profils superposés aux observations $LY\alpha$. Les résultats de cette série d'opérations sont donnés sur les figures 4.12 à 4.19.

Par ailleurs, le flux théorique $LY\alpha$ attendu a été évalué en multipliant les flux $H\alpha$ mesurés (dans les ouvertures correspondantes aux observations HST) par le rapport théorique 8.4 et la valeur du coefficient d'extinction pour les trois lois d'extinction (galactique, petit et grand nuage de Magellan). Précisons qu'il s'agit là de la valeur du flux $LY\alpha$ attendue théoriquement au vu de l'émission $H\alpha$, ceci en l'absence de gaz neutre, susceptible de donner lieu à des diffusions résonantes. Les résultats sont consignés dans la table 4.14.

TAB. 4.7 – *Raies mesurées dans Haro 2 à partir du spectre intégré sur 80 pixels (28"). Les flux ont été obtenus en ajustant un profil gaussien aux raies.*

Raie	λ Å	continu $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2} \text{Å}^{-1}$	Flux $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	Erreur $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	eqw Å	fwhm Å
SII6731	6763.2	2.50E-15	3.95E-14	1.5E-16	-15.8	3.0
SII6716	6748.7	2.51E-15	4.81E-14	1.4E-16	-19.2	3.0
HeI6678	6710.1	2.54E-15	4.24E-15	1.7E-16	-1.7	2.9
NII6583	6614.9	2.58E-15	7.73E-14	2.5E-16	-30.0	2.8
H α	6594.2	2.58E-15	3.91E-13	2.6E-16	-151.4	2.9
NII6548	6579.4	2.58E-15	2.94E-14	2.9E-16	-11.4	4.0
OIII5007	5032.5	3.74E-15	1.87E-13	4.7E-16	-50.1	5.2
OIII4959	4984.4	3.80E-15	6.36E-14	4.0E-16	-16.7	5.2
H β	4886.3	3.60E-15	1.07E-13	4.0E-16	-29.8	5.0
HeI4471	4495.2	4.29E-15	3.26E-15	7.3E-16	-0.76	5.2
OII4363	4386.7	4.20E-15	<4E-15	1E-15	—	—
H γ	4363.0	4.14E-15	3.89E-14	5.5E-16	-9.4	5.0
H δ	4123.1	4.19E-15	1.79E-14	7.2E-16	-4.3	4.7
H ϵ	3990.8	3.98E-15	9.18E-15	7.7E-16	-2.3	4.7
OIII3727	3747.4	3.91E-15	2.35E-13	8.4E-16	-60.2	6.0
v	1440 \pm 20 km/s					
E(B-V)	0.68 \pm 0.07 (H γ /H β et H δ /H β)					
$Te(\text{O}^{++})$	8700 K \pm 1000 K (Pagel et al. 1979)					
Ne	215 cm^{-3}					
12+log(O/H)	8.5 \pm 0.1 (Edmunds & Pagel 1984)					

TAB. 4.8 – *Raies mesurées dans IRAS 08339+6517 à partir du spectre intégré sur 60 pixels (21"). En raison du fort élargissement des ailes des raies, les flux de SII, HeI, NII et H α ont été calculés en intégrant sur l'ensemble du profil.*

Raie	λ Å	continu $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2} \text{Å}^{-1}$	Flux $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	Erreur $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	eqw Å	fwhm Å
SII6731	6859.6	6.55E-15	6.3E-14	1.0E-15	-9.3	2.4
SII6716	6844.9	6.35E-15	9.0E-14	1.0E-15	-14.4	2.5
HeI6678	6805.8	5.97E-15	5.3E-15	1.0E-15	-0.89	1.8
NII6583	6709.2	6.08E-15	1.95E-13	6.7E-16	-31.9	2.3
H α	6688.1	6.08E-15	7.48E-13	6.3E-16	-125.4	2.4
NII6548	6673.1	6.08E-15	7.07E-14	7.7E-16	-11.8	3.2
OIII5007	5102.2	6.72E-15	2.77E-13	3.8E-15	-40.1	4.4
OIII4959	5053.4	6.85E-15	9.22E-14	2.7E-15	-13.7	4.5
H β	4954.1	6.32E-15	1.67E-13	2.9E-15	-26.5	4.1
H γ	4423.3	5.52E-15	6.01E-14	8.0E-15	-10.8	3.5
OIII3727	3797.8	00000000	3.42E-13	5.4E-14	INDEF	5.4
v	5726 \pm 15 km/s					
E(B-V)	0.54 \pm 0.09					
$Te(\text{O}^{++})$	8500 K \pm 1000 K (Pagel et al. 1979)					
Ne	30 cm^{-3}					
12+log(O/H)	7.4 ou 8.6 \pm 0.1 (Edmunds & Pagel 1984)					

TAB. 4.9 – Raies mesurées dans Mkn 36 à partir du spectre intégré sur 60 pixels (21"). En raison de l'élargissement des ailes des raies, les flux de SII, HeI, NII et $H\alpha$ ont été calculés en intégrant sur l'ensemble du profil.

Raie	λ Å	continu erg cm ⁻² s ⁻² Å ⁻¹	Flux erg cm ⁻² s ⁻²	Erreur erg cm ⁻² s ⁻²	eqw Å	fwhm Å
SII6731	6745.5	2.78E-16	5.06E-15	5.1E-17	-18.2	1.4
SII6716	6731.1	2.84E-16	6.46E-15	5.6E-17	-22.6	1.4
HeI6678	6692.7	3.05E-16	1.40E-15	4.8E-17	-4.6	1.4
NII6583	6597.8	3.31E-16	2.05E-15	4.1E-17	-6.2	1.4
$H\alpha$	6577.1	3.51E-16	1.41E-13	4.8E-17	-400.8	1.4
NII6548	6562.3	3.33E-16	7.06E-16	4.3E-17	-2.1	1.4
OIII5007	5017.9	5.80E-16	2.35E-13	1.7E-16	-405.1	3.2
OIII4959	4969.8	6.03E-16	7.90E-14	1.9E-16	-131.	3.2
$H\beta$	4871.9	6.24E-16	4.81E-14	1.3E-16	-77.0	3.3
HeII4686	4696.0	6.75E-16	8.70E-16	2.2E-16	-1.3	4.2
HeI4471	4481.5	7.55E-16	1.22E-15	2.2E-16	-1.6	2.4
OII4363	4372.9	8.01E-16	4.47E-15	2.2E-16	-5.6	3.4
$H\gamma$	4350.0	8.07E-16	2.28E-14	2.2E-16	-28.3	3.3
$H\delta$	4110.8	9.57E-16	1.11E-14	1.9E-16	-11.6	3.1
$H\epsilon$	3977.7	1.03E-15	1.16E-14	3.4E-16	-11.2	4.5
NeIII3869	3877.1	1.06E-15	1.97E-14	2.4E-16	-18.6	3.3
HI3889	3897.4	1.05E-15	8.72E-15	2.5E-16	-8.3	3.2
HI3835	3843.7	1.09E-15	2.40E-15	2.6E-16	-2.2	2.9
OIII3727	3735.7	1.12E-15	6.20E-14	4.0E-16	-55.5	4.9
v	655 ± 10 km/s					
E(B-V)	0.06 ± 0.03 ($H\alpha/H\beta$)					
$T_e(O^{++})$	15000 K ± 800 K					
Ne	170 cm ⁻³					
12+log(O/H)	7.82 ± 0.03					

TAB. 4.10 – *Raies mesurées dans ESO 350-IG038 à partir du spectre intégré sur 60 pixels ($17''$). Les raies ont été mesurées en ajustant une gaussienne (sauf H_{α} intégrée directement).*

Raie	λ Å	continu $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2} \text{Å}^{-1}$	Flux $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	Erreur $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	eqw Å	fwhm Å
OII7331	7480.0	1.34E-16	1.18E-15	9E-17	-8.8	5.9
OII7320	7469.9	1.34E-16	1.46E-15	9E-17	-10.9	5.7
ArIII7136	7281.8	1.53E-16	3.38E-15	9E-17	-22.1	4.8
HeI7065	7209.8	1.45E-16	1.32E-15	9E-17	-9.1	4.3
SII6731	6869.1	1.53E-16	6.60E-15	9E-17	-43.1	4.6
SII6716	6854.1	1.46E-16	7.38E-15	9E-17	-49.9	4.7
HeI6678	6815.1	1.47E-16	1.41E-15	6E-14	-9.5	5.3
NII6583	6718.3	1.51E-16	1.48E-14	4E-16	-97.5	4.5
H_{α}	6697.6	1.46E-16	1.05E-13	9E-16	-717.3	4.6
NII6548	6682.4	1.45E-16	5.68E-15	3E-16	-39.1	5.7
ArIV+FeII6434	6565	1.90E-16	1.46E-15	1E-16	-7.7	16.5
OI+NII6364	6494.6	1.52E-16	5.30E-16	1E-16	-3.5	4.1
OI6300	6429.6	1.31E-16	1.79E-15	9E-17	-13.7	4.9
SIII6312	6441.6	1.37E-16	5.99E-16	6E-17	-4.4	6.3
HeI5876	5996.9	1.58E-16	3.80E-15	2E-17	-24.1	4.2
OIII5007	5110.9	3.21E-16	1.19E-13	3E-16	-370.4	3.4
OIII4959	5061.9	2.92E-16	4.02E-14	3E-16	-137.5	3.3
$H\beta$	4962.2	3.43E-16	3.43E-14	2E-16	-100.2	3.5
HeI4471	4563.6	5.09E-16	1.74E-15	9E-17	-3.4	3.1
OII4363	4451.7	6.48E-16	2.16E-15	3E-16	-3.3	6.2
$H\gamma$	4428.9	7.80E-16	3.62E-14	1E-15	-46.4	4.4
v	6195 \pm 40 km/s					
E(B-V)	non déterminé					
$Te(O^{++})$	non déterminée					
Ne	non déterminée					
12+log(O/H)	non déterminé					

TAB. 4.11 – *Raies mesurées dans ESO 400-G043 à partir du spectre intégré sur 60 pixels (17"). Les raies ont été mesurées en ajustant une gaussienne (sauf $H\alpha$ intégrée directement).*

Raie	λ Å	continu $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2} \text{Å}^{-1}$	Flux $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	Erreur $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$	eqw Å	fwhm Å
OII7331	7473.5	1.03E-16	3.37E-16	4E-17	-3.3	3.3
OII7320	7462.5	9.12E-17	5.31E-16	4E-17	-5.8	3.3
ArIII7136	7275.1	1.08E-16	1.21E-15	4E-17	-11.1	2.6
HeI7065	7203.0	1.08E-16	3.74E-16	4E-17	-3.5	2.4
SII6731	6862.0	1.30E-16	1.69E-15	8E-17	-20.8	2.5
SII6716	6847.3	1.19E-16	3.84E-15	8E-17	-32.1	2.6
HeI6678	6808.4	1.06E-16	4.99E-16	4E-17	-4.7	2.5
NII6583	6711.8	1.22E-16	3.16E-15	1E-16	-25.9	2.5
$H\alpha$	6690.8	1.26E-16	4.15E-14	1E-16	-329.4	2.5
NII6548	6675.7	1.23E-16	9.42E-16	1E-16	-7.7	2.5
OI+NII6364	6487.9	1.11E-16	2.15E-16	4E-17	-1.9	1.9
OI6300	6423.0	1.05E-16	7.56E-16	4E-17	-7.2	2.4
SIII6312	6435.6	1.04E-16	2.41E-16	4E-17	-2.3	3.0
HeI5876	5990.1	1.27E-16	1.55E-15	4E-17	-12.2	2.2
OIII5007	5104.2	2.86E-16	5.86E-14	2E-16	-204.8	2.0
OIII4959	5055.3	2.45E-16	1.98E-14	2E-16	-81.1	2.0
$H\beta$	4955.7	3.06E-16	1.63E-14	2E-16	-53.2	2.0
OII4363	4436.4	8.10E-16	4.73E-15	2E-16	-5.9	2.8
$H\gamma$	4422.9	9.06E-16	2.00E-14	2E-16	-22.1	3.0
$H\delta$	4181.1	1.16E-15	5.17E-15	3E-16	-4.5	1.4
NIII4097	4070.1	1.18E-15	1.12E-14	4E-16	-9.5	2.3
v	5837 \pm 20 km/s					
E(B-V)	non déterminé					
$Te(O^{++})$	non déterminée					
Ne	non déterminée					
12+log(O/H)	non déterminé					

TAB. 4.12 – *Paramètres déterminés à partir de la comparaison entre les profils $H\alpha$ observés et une gaussienne. La seconde colonne donne le flux total de la raie, la troisième le flux de la gaussienne ajustée sur le coeur de la raie, la quatrième et la cinquième le décalage et le flux des résidus après soustraction de la gaussienne. La dernière colonne indique la contribution (en pourcents) des ailes au flux total de la raie.*

Objet	$F_{tot}(H\alpha)$	$F_{gauss}(H\alpha)$	$V_{res}(\text{km/s})$	$F(res)$	$100 * F(res) / F_{tot}(H\alpha)$
Haro 2	1.91E-13	1.82E-13	-150	4.1E-15	2.1
			+160	4.8E-15	2.5
IRAS 08339+6517	3.98E-13	3.30E-13	-140	2.1E-14	5.3
			+140	4.2E-14	10.6
Mkn 36	3.32E-14	3.15E-14	-70	1.2E-15	3.6
			+80	9.1E-16	2.7
ESO 350-IG038	8.05E-14	7.29E-14	-180	3.6E-15	4.5
			+190	4.8E-15	6.0
ESO 400-G043	2.29E-14	2.13E-14	-110	4.7E-16	2.1
			+100	1.1E-15	4.8

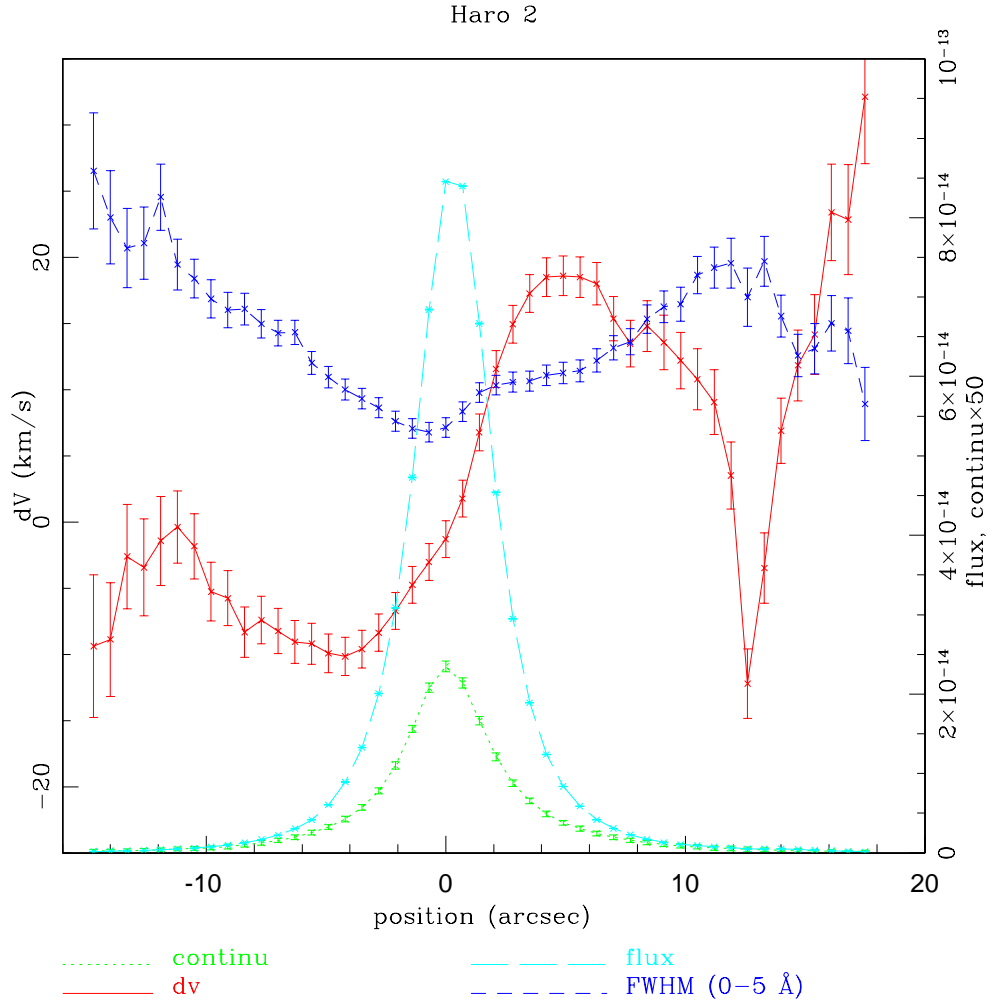


FIG. 4.2 – Profils spatiaux de Haro 2 obtenus à partir de la raie $H\alpha$. L'axe gauche, relatif à la courbe de rotation, est gradué en km/s. Les dv positif indiquent un décalage vers le rouge, donc les parties de la galaxie s'éloignant de l'observateur. L'axe droit, relatif au flux de la raie $H\alpha$ et au continu sous-jacent, est gradué en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2}$ pour le flux et en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ pour le continu. Ce dernier est multiplié par le facteur indiqué le long de l'axe droit. L'échelle de largeur à mi-hauteur (FWHM) va de 0 à 5.

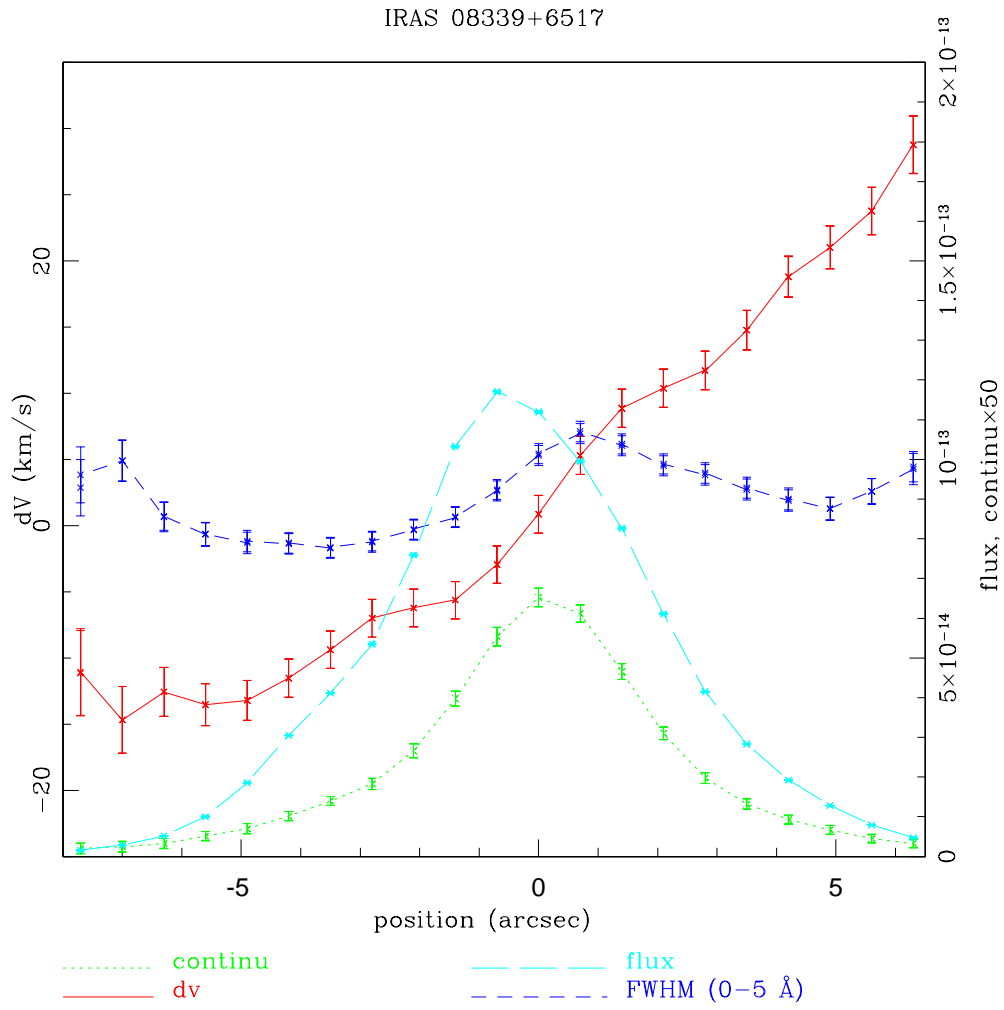


FIG. 4.3 – Profils spatiaux de IRAS 08339+6517 obtenus à partir de la raie $H\alpha$. Les unités et la graduation sont les mêmes que sur la figure 4.2

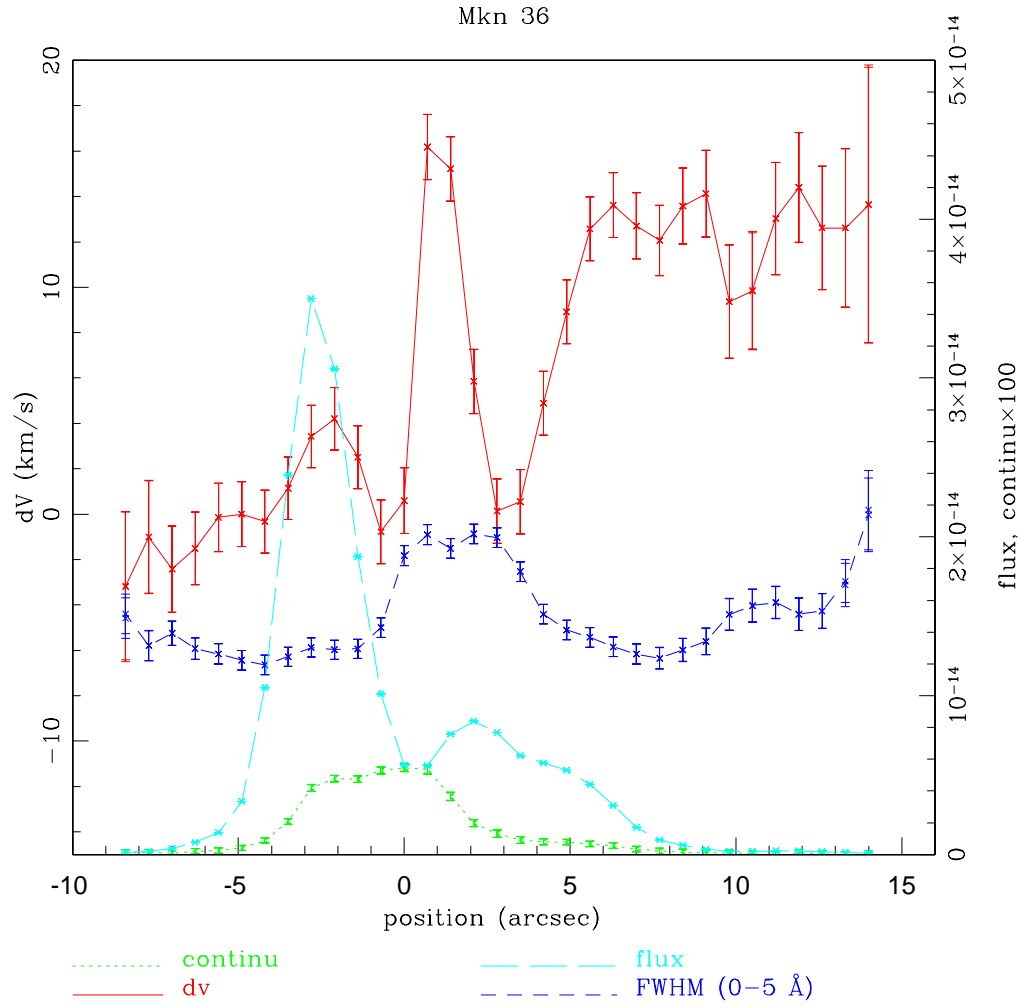


FIG. 4.4 – *Profils spatiaux de Mkn 36 obtenus à partir de la raie H_α . Les unités et la graduation sont les mêmes que sur la figure 4.2*

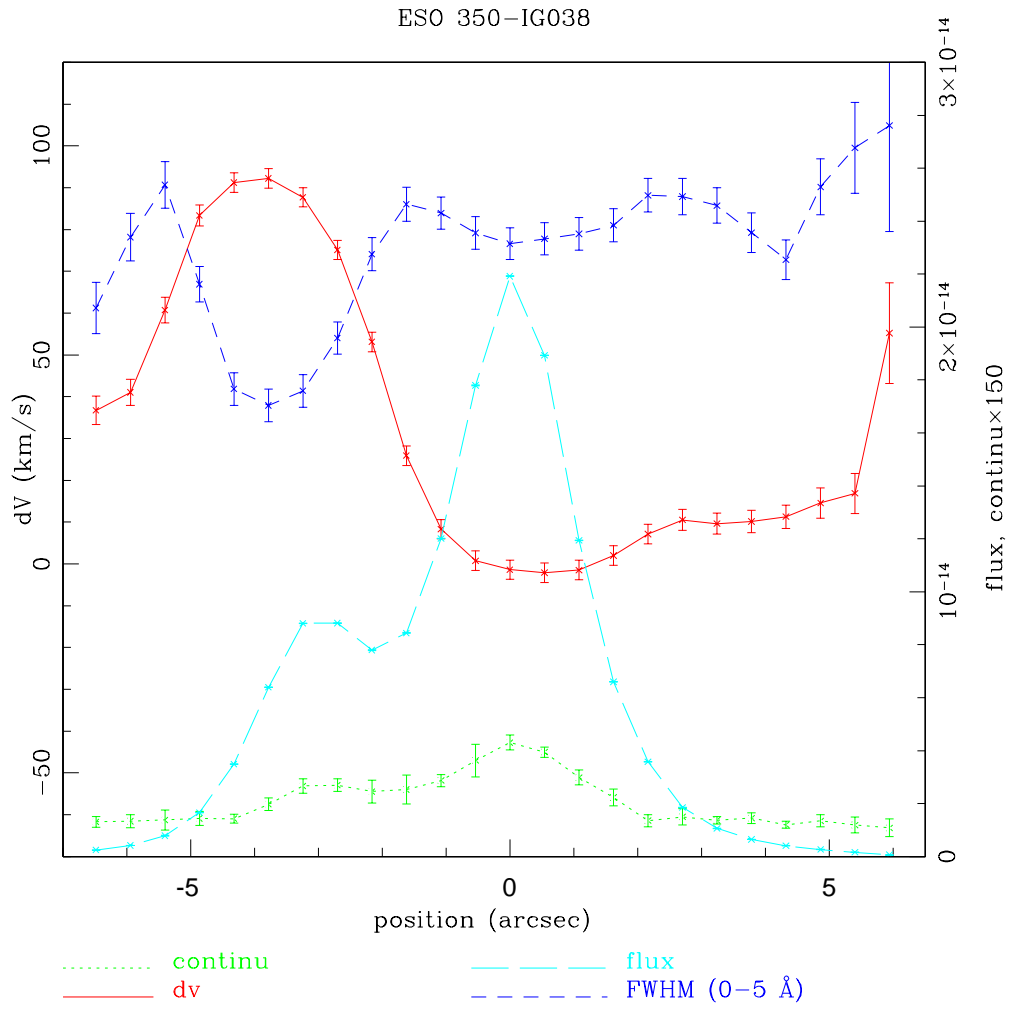


FIG. 4.5 – *Profils spatiaux de ESO 350-IG038 obtenus à partir de la raie $H\alpha$. Les unités et la graduation sont les mêmes que sur la figure 4.2*

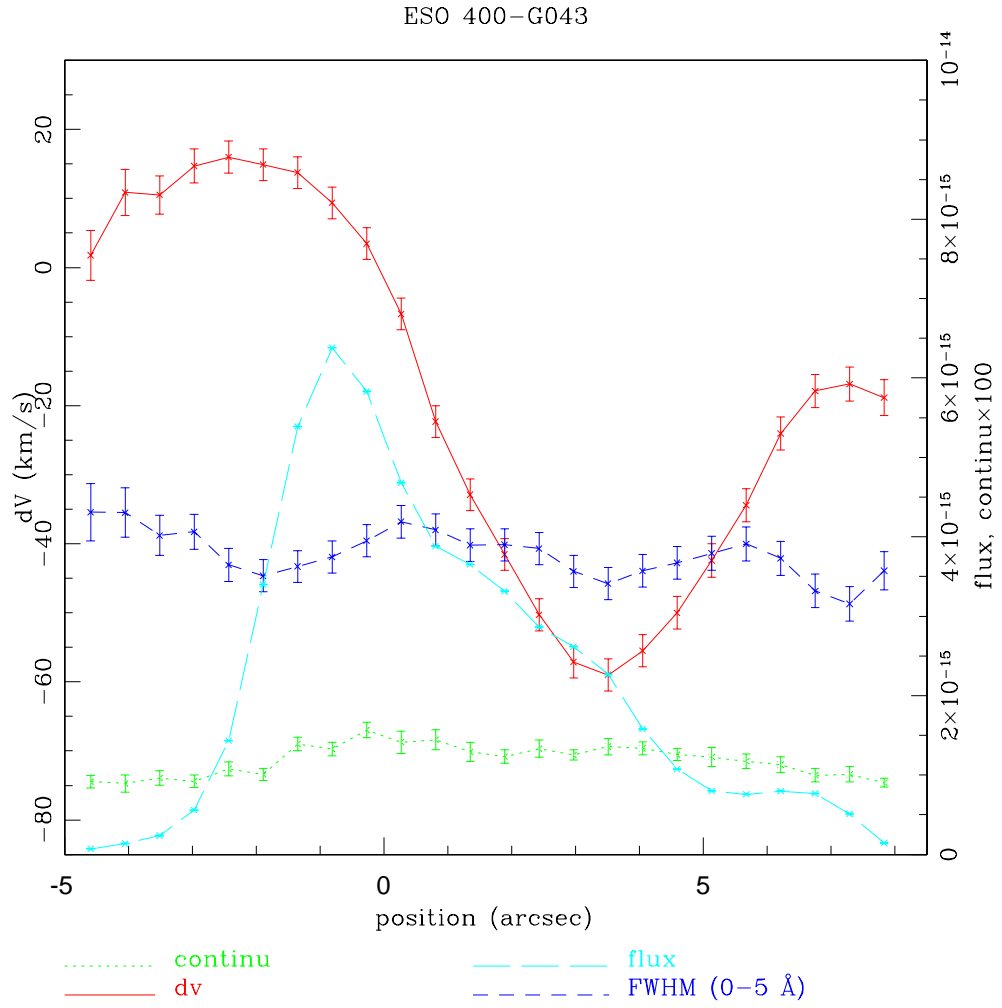


FIG. 4.6 – *Profils spatiaux de ESO 400-G043 obtenus à partir de la raie $H\alpha$. Les unités et la graduation sont les mêmes que sur la figure 4.2*

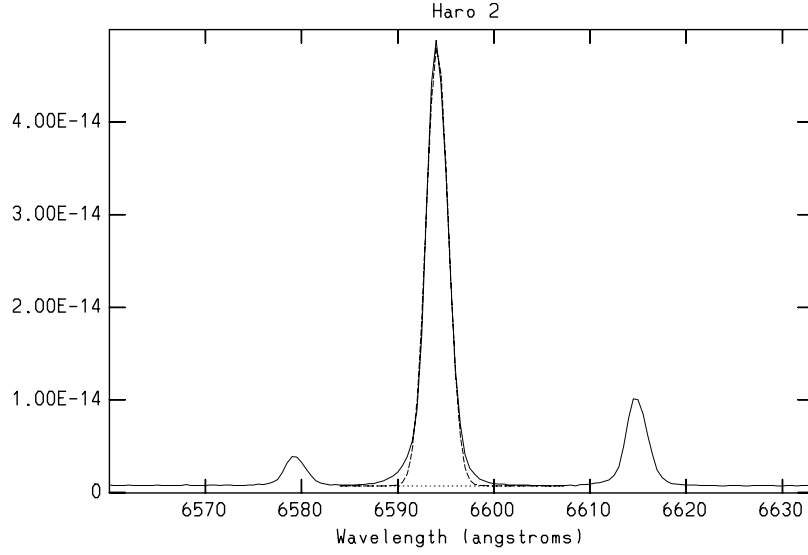


FIG. 4.7 – Comparaison du profil $H\alpha$ observé dans Haro 2 à une gaussienne. L'ouverture correspond à celle des observations HST. Les longueurs d'ondes sont exprimées en \AA et le flux en $\text{erg/cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$.

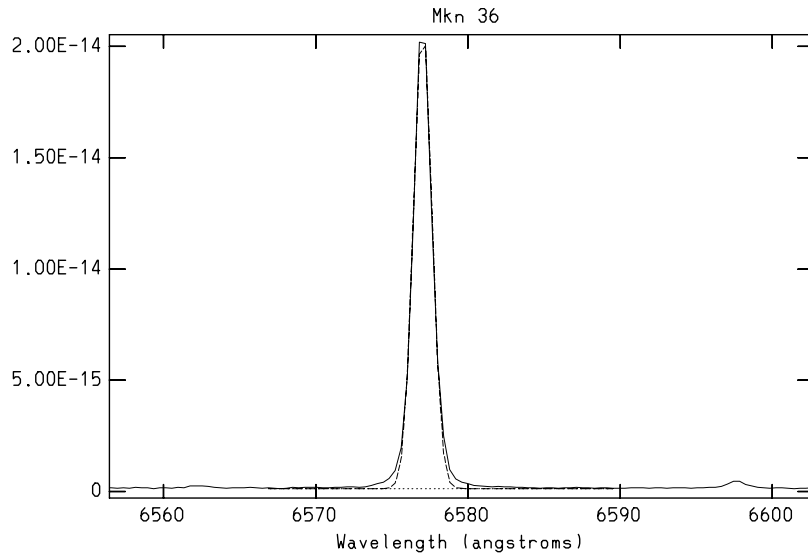


FIG. 4.8 – Comparaison du profil $H\alpha$ observé dans Mkn 36 à une gaussienne. Les unités sont les mêmes que sur la figure 4.7.

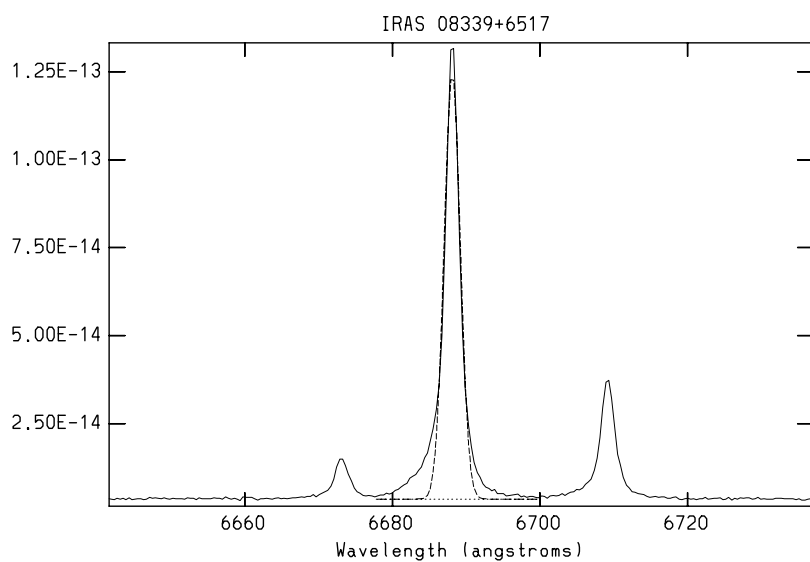


FIG. 4.9 – Comparaison du profil $H\alpha$ observé dans IRAS 08339+6517 à une gaussienne. Les unités sont les mêmes que sur la figure 4.7.

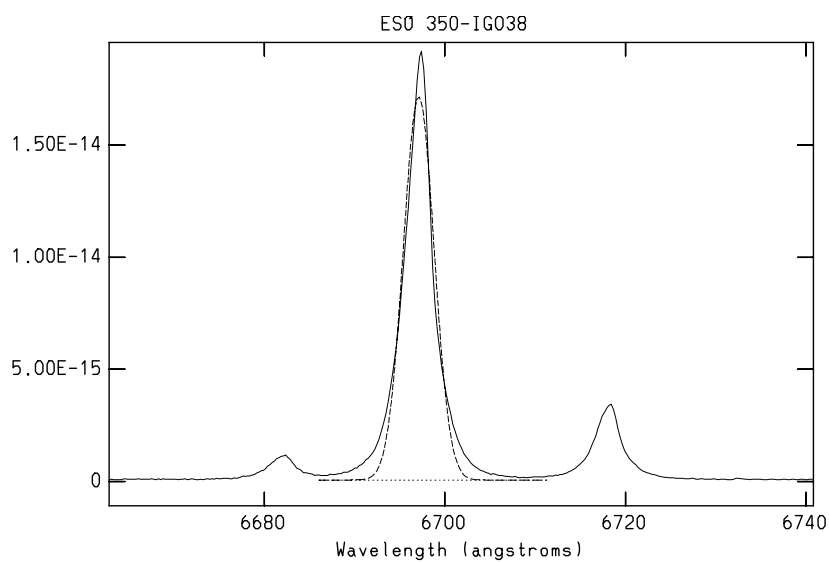


FIG. 4.10 – Comparaison du profil $H\alpha$ observé dans ESO 350-IG038 à une gaussienne. Les unités sont les mêmes que sur la figure 4.7.

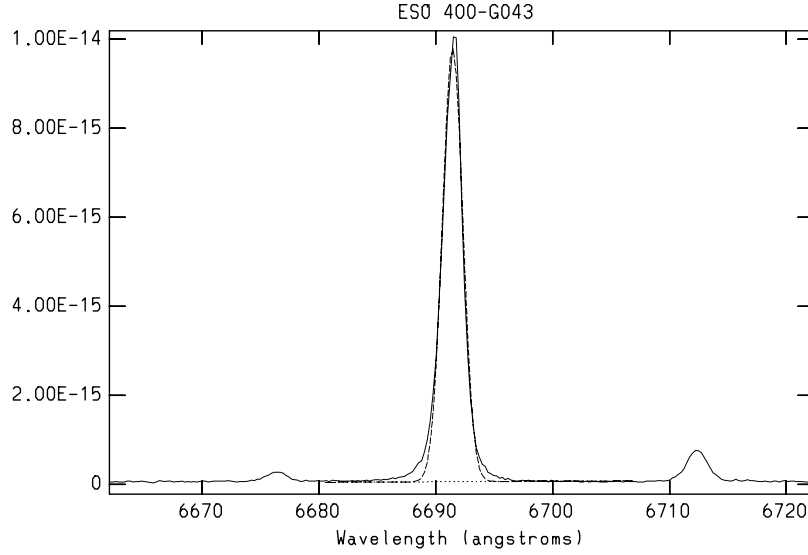


FIG. 4.11 – *Comparaison du profil $H\alpha$ observé dans ESO 400-G063 à une gaussienne. Les unités sont les mêmes que sur la figure 4.7.*

TAB. 4.13 – *Valeurs de la fonction d'extinction à $H\alpha$ et $Ly\alpha$ utilisées.*

Fonction	$f(H\alpha)$	$f(Ly\alpha)$	$(f(H\alpha)-f(Ly\alpha))/0.707$
Galaxie	-0.309	1.773	-2.945
Grand Nuage de Magellan (GNM ou LMC)	-0.301	2.846	-4.451
Petit Nuage de Magellan (PNM ou SMC)	-0.293	3.879	-5.901

TAB. 4.14 – Comparaison des flux $Ly\alpha$ prédits à partir de $H\alpha$ et effectivement mesurés avec HST. Les flux sont exprimés en $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}$. La première colonne donne le nom de l'objet et l'extinction mesurée. La seconde colonne indique le flux $H\alpha$ observé. La troisième, la prédiction du flux $Ly\alpha$ à partir du flux $H\alpha$, respectivement sans extinction (ligne 1), dans le cas d'une loi d'extinction galactique (2ème ligne), grand nuage de Magellan (3ème ligne) et petit nuage de Magellan (4ème ligne). En colonne 4 est porté le flux prédit après application de la fonction de transmission du gaz neutre. Dans la colonne 5 est indiqué le flux $Ly\alpha$ mesuré par HST. Les deux dernière colonnes indiquent le rapport entre le flux $Ly\alpha$ observé et le flux prédit avec et sans absorption par le gaz neutre.

Objet	$F_{obs}(H\alpha)$	$F_{pred}^{sansHI}(Ly\alpha)$	$F_{pred}^{avecHI}(Ly\alpha)$	$F_{obs}(Ly\alpha)$	$\frac{F_{obs}(Ly\alpha)}{F_{pred}^{sansHI}(Ly\alpha)}$	$\frac{F_{obs}(Ly\alpha)}{F_{pred}^{avecHI}(Ly\alpha)}$
		SANS EXT	SANS EXT		SANS EXT	SANS EXT
		GAL	GAL		GAL	GAL
		GNM (LMC)	GNM (LMC)		GNM (LMC)	GNM (LMC)
		PNM (SMC)	PNM (SMC)		PNM (SMC)	PNM (SMC)
Haro 2 0.2	1.91E-13	1.60E-12	1.4E-13	6.0E-14	0.04	0.4
		4.12E-13	3.2E-14		0.15	1.9
		2.06E-13	1.4E-14		0.29	4.3
		1.06E-13	5.0E-15		0.57	12
0.7		1.39E-14	nm		4.32	
		1.23E-15	nm		49	
		1.18E-16	nm		508	
IRAS 08339+6517 0.55	3.98E-13	3.34E-12	2.8E-13	5.6E-14	0.02	0.2
		8.02E-14	5.5E-15		0.7	10
		1.19E-14	nm		4.7	
		1.90E-15	nm		29	
Mkn 36 0.08	3.32E-14	2.79E-13	0	0	0	1
		1.62E-13	0		0	1
		1.23E-13	0		0	1
		9.41E-14	0		0	1
ESO 350-IG038 0.16	8.05E-14	6.76E-13	2.5E-14	1.8E-14	0.03	0.7
		2.28E-13	8.2E-15		0.08	2.1
		1.31E-13	4.6E-15		0.14	3.9
		7.69E-14	2.5E-15		0.23	7.2
0.41		4.19E-14	1.1E-15		0.43	16
		1.01E-14	nm		1.78	
		2.57E-15	nm		7	
ESO 400-G043 0.21	2.29E-14	1.92E-13	1.0E-13	3.1E-14	0.16	0.3
		4.62E-14	2.4E-14		0.67	1.3
		2.23E-14	1.2E-14		1.39	2.6
		1.11E-14	5.7E-15		2.8	5.4
0.34		1.91E-14	9.8E-15		1.62	3.2
		5.89E-15	2.8E-15		5.3	11
		1.89E-15	7.5E-16		16	41

4.7 Interprétation et discussion

4.7.1 HARO 2

La figure 4.2 donne la variation spatiale des différents paramètres mesurés à partir de la raie $H\alpha$. Tout d'abord, on constate que le pic d'émission de la raie $H\alpha$ ne coïncide pas avec le maximum de l'émission du continu. Le décalage est de l'ordre de la seconde d'arc. Ce phénomène est courant dans les galaxies à sursaut de formation stellaire.

La courbe de rotation, si elle semble caractéristique d'une rotation solide dans les 8" autour du pic d'émission du continu, présente deux anomalies, relativement symétriques, situées à 12-13" de part et d'autre de la région centrale. A ces positions, la vitesse du gaz émettant $H\alpha$ varie brusquement pour revenir à des valeurs proches de celle mesurée dans la région centrale. Ce phénomène suggère, à ces positions, la présence de gaz ne participant pas au mouvement de rotation global de la galaxie. Nous avons suggéré (Legrand et al. 1997a) qu'il s'agissait là de la partie ionisée d'une bulle en expansion produite par la région de formation stellaire centrale. Ces anomalies apparaissant à partir de 3.5" de la région centrale, on peut considérer qu'en deçà de cette distance, l'émission $H\alpha$ est dominée par la région HII centrale, et qu'au delà, la contribution de la bulle devient de plus en plus importante. On peut donc raisonnablement estimer le rayon de la région HII centrale à 3.5", valeur en accord avec l'estimation (3") de Lequeux et al. (1995). Par ailleurs, la position où la vitesse revient à une valeur comparable à celle de la région centrale, peut être interprétée comme correspondant à la "surface" de la bulle en expansion. Si tel est bien le cas, cela permet de limiter la taille de la bulle en expansion à 13" de rayon, soit 1.23 kpc ($H_0 = 75$ km/s/Mpc).

La comparaison du profil de la raie $H\alpha$ avec une gaussienne (figure 4.7 et table 4.12) indique que la contribution de la bulle en expansion est de l'ordre de 4-5 % en flux et sa vitesse d'environ 160 km/s. Cette dernière valeur apparaît en excellent accord avec les mesures des raies d'absorption dans cet objet (170 km/s) réalisées par Kunth et al. (1998) et résumées dans la table 4.4. La légère différence entre la valeur de la contribution de la bulle donnée ici et celle (6-7 %) rapportée par Legrand et al. (1997a) est essentiellement due à la différence de taille des régions sur lesquelles les spectres ont été extraits (7" pour Legrand et al. 1997a, et 1.75" ici). L'élargissement de l'aile bleue semble plus important que celui de l'aile rouge. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que les photons provenant de la partie arrière de la bulle (donc responsables de l'aile rouge) doivent traverser l'ensemble de la galaxie, en particulier la région centrale, et de ce fait subissent l'extinction interstellaire due aux poussières, avant de nous parvenir. Au contraire, les

photons émis par la partie avant de la bulle, donc responsables de l’aile bleue, quittent immédiatement la galaxie, et de ce fait sont moins détruits que les précédents. Ceci explique l’assymétrie des ailes de $H\alpha$.

En utilisant une vitesse d’expansion de la bulle de 170 km/s et une taille de 1.26 kpc, le temps dynamique caractéristique de la bulle est de l’ordre de 7 millions d’années, en relativement bon accord avec l’âge estimé par Mas-Hesse & Kunth (1998) pour le sursaut de formation stellaire actuel (environ 5 millions d’années).

L’énergie cinétique du gaz neutre “poussé” par la bulle peut être estimé par la relation:

$$E_k(HI) = \frac{1}{2} 4\pi r^2 N(HI) m_p v^2 \quad (4.3)$$

où r et v sont respectivement le rayon et la vitesse d’expansion de la bulle, $N(HI)$ la densité de colonne du gaz neutre, et m_p la masse du proton. Lequeux et al. (1995) ont évalué la densité de colonne du gaz neutre sur la ligne de visée à $N(HI) = 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. En utilisant les valeurs citées précédemment, on trouve $E_k(HI) = 3.27 \cdot 10^{54} \text{ erg}$ pour une masse de gaz neutre en expansion de $6 \cdot 10^6 M_\odot$.

Par ailleurs, le modèle de Weaver et al. (1977) permet d’évaluer les différents paramètres de la bulle. Rappelons que ce cas idéalisé considère une bulle en expansion adiabatique dans un milieu de densité uniforme, crée par une injection continue d’énergie. A l’aide des équations 2.3 et 2.4, nous avons calculé la vitesse et le rayon de la bulle, afin de comparer ces valeurs à celles déterminées observationnellement. Le taux d’injection d’énergie mécanique, a été évalué, à l’aide du modèle de Cervino & Mas-Hesse (1998), à $4.34 \cdot 10^{41} \text{ erg/s}$ pour un sursaut d’âge estimé à 5 millions d’années. La densité du milieu interstellaire a été fixée, relativement arbitrairement, à 0.3 cm^{-3} (Marlowe et al. 1995; Martin 1998). Sous ces conditions, nous avons trouvé: $R_{bulle} = 1.2 \text{ kpc}$ et $v_{bulle} = 145 \text{ km/s}$. Ces résultats sont, si l’on tient compte des différentes incertitudes, en bon accord avec les valeurs déduites observationnellement.

Nous avons également utilisé le modèle de Weaver et al. (1977) pour évaluer la densité du milieu interstellaire, sur la ligne de visée et perpendiculairement, à partir des données observationnelles. Il semble en effet probable que l’expansion de la bulle ne soit pas symétrique. En effet, Lequeux et al. (1995) n’ont pas détecté de gaz neutre à vitesse systémique de la galaxie. Ceci suggère que la bulle, dans notre direction, atteint les limites extérieures de la galaxie, et que l’ensemble du HI sur la ligne de visée est “poussé” par la bulle. Dans ce cas, la densité sur la ligne de visée doit être relativement faible, la vitesse d’expansion assez élevée, et l’extension de la bulle assez grande. La vitesse d’expansion de la bulle étant mesurée suivant la ligne de

visée, nous avons utilisé cette valeur pour déterminer la densité suivant cette direction. D'autre part, suivant la direction perpendiculaire à la ligne de visée, la bulle est susceptible de s'étendre dans la direction du grand axe de la galaxie, donc dans un milieu de plus forte densité. On peut alors s'attendre à ce que la vitesse d'expansion et la taille de la bulle soient plus faibles. Le rayon de la bulle ayant été mesuré suivant cette direction, c'est cette donnée que nous avons utilisée pour contraindre la densité. La densité, sur la ligne de visée a ainsi été évaluée à 0.10 (en utilisant $v = 170$ km/s), et à 0.36 cm^{-3} perpendiculairement (en prenant $R = 1.26$ kpc).

La comparaison du flux Ly α observé à celui prédit à partir de la raie H α (table 4.14) montre que, selon la loi d'extinction et la valeur du coefficient d'extinction utilisés, ces deux valeurs peuvent être en accord. Par ailleurs, la comparaison des profils prévus et observés (figures 4.12 et 4.13) indique que l'extinction affectant la raie Ly α doit être inférieure à $E(B-V)=0.2$. De plus, la raie Ly α observée présente une aile rouge s'étendant dans tous les cas plus loin que celle prévue à partir de H α . Ce phénomène indique la présence de photons Ly α supplémentaires, décalés vers le rouge. Ces derniers pourraient consister en des photons émis par la région centrale, dans la direction opposée à l'observateur, et rétro-diffusés par la partie "arrière" de la bulle en expansion. Cette hypothèse, avancée par Lequeux et al. (1995) sur la seule base du profil Ly α semble confortée par la comparaison de ce dernier avec la raie H α (Legrand et al. 1997a).

4.7.2 IRAS 08339+6517

La variation spatiale des différents paramètres mesurés à partir de la raie H α est donnée par la figure 4.3. On constate un décalage d'environ $1''$ entre le maximum de l'émission nébulaire et celui de l'émission continue. La courbe de rotation semble caractéristique d'une rotation solide, et ne présente pas d'anomalie particulière, si ce n'est un très léger changement de pente, à peine significatif, symétrique par rapport au pic d'émission du continu, et situé à près de $1.5''$ (560 pc) de celui-ci. Ces éléments sont insuffisants pour inférer la présence d'une bulle en expansion et évaluer ses caractéristiques. Si elle existe, la bulle peut alors:

- H1: Soit participer à la rotation d'ensemble de la galaxie.
- H2: Soit être de dimension supérieure à l'extension de nos mesures.
- H3: Soit avoir une contribution suffisamment faible pour être "masquée" par l'émission de l'ensemble de la galaxie. Dans ce cas, contrairement à ce qui est observé dans Haro 2, il n'y aurait pas de région

où l'émission de la bulle contribue majoritairement à l'émission $H\alpha$. La région HII centrale serait donc plus étendue que la taille de la bulle. Les légères inflexions de la courbe de rotation susmentionnées pourraient indiquer la limite de la bulle dont la contribution pourrait "tirer" très légèrement les raies vers des vitesses plus faibles, créant ainsi l'infléchissement de la courbe de rotation.

La variation de la largeur à mi-hauteur de $H\alpha$, relativement faible, ne fournit pas d'indications supplémentaires. Toutefois, le profil de la raie $H\alpha$ apparaît très élargi par rapport à une simple gaussienne (figure 4.9), indiquant la présence d'une source de photons supplémentaire, décalée par rapport à la région centrale. Il s'agit là d'un argument en faveur de l'existence d'une bulle en expansion. Les mesures reportées dans la table 4.12, indiquent que cette bulle doit avoir une vitesse d'expansion de l'ordre de 150 km/s, et contribuer pour près de 15% au flux total de $H\alpha$. La contribution des ailes diminue légèrement à mesure que l'on s'éloigne du centre de la galaxie, mais reste néanmoins de l'ordre de 10 % du flux total.

La métallicité de IRAS 08339+6517 peut être de $1/2 Z_{\odot}$ ou de $1/30$ ème Z_{\odot} . Pour ces deux cas, la largeur équivalente de la raie $H\beta$, mesurée dans la table 4.8, indique respectivement un âge de 5.5 ou 10 millions d'années. L'expansion d'une bulle à 150 km/s pendant 5.5 millions d'années entraîne un rayon final de celle-ci de près de 850 pc, tandis que après 10 millions d'années sa taille atteint 1.5 kpc. Nos observations de la raie $H\alpha$ s'étendent sur près de $14''$, soit, à la distance de IRAS 08339+6517 et en prenant $H_0 = 75$ km/s/Mpc, plus de 5 kpc (en diamètre). Leur extension est donc largement suffisante pour englober une éventuelle bulle. Ceci semble donc permettre d'éliminer l'hypothèse H2.

Les raies d'absorption de OI 1302 et SiII 1304 n'ont pas été détectées par Kunth et al. (1998), interdisant la détermination d'une vitesse d'expansion de la bulle par ces observations. La non détection de ces raies en absorption peut suggérer soit une abondance extrêmement faible, soit une très faible densité de colonne de gaz neutre sur la ligne de visée. En effet, les potentiels d'ionisation de OI et SiII sont respectivement 13.61 et 16.34, proches de celui de l'hydrogène (13.6 eV), aussi ces espèces chimiques existent principalement dans le gaz HI. La première possibilité semble exclue, d'une part par la forte extinction indiquant un fort contenu en poussières et suggérant une forte métallicité, et d'autre part par le fait que ces raies sont détectées même dans des objets de très faible métallicité, comme IZw 18. L'hypothèse d'une faible densité de colonne de gaz HI sur la ligne de visée semble donc la plus probable. Le gaz HI sur la ligne de visée est trahi par l'absorption $Ly\alpha$ qu'il produit. Le seul gaz neutre détecté est celui produisant l'absorption de l'aile de la raie

TAB. 4.15 – *Paramètres estimés pour la bulle de IRAS 08339+6517*

$Z(Z_{\odot})$	t_6	$M_{st}(M_{\odot})$	$E_k(\text{erg/s})$	$V(\text{km/s})$	$R(\text{kpc})$
1/30	10	$8.15 \cdot 10^7$	$2.17 \cdot 10^{42}$	150	1.77
1/2	5.5	$2.67 \cdot 10^7$	$8.96 \cdot 10^{41}$	160	2.12

$\text{Ly}\alpha$, sa densité de colonne est estimée à $\log N(\text{HI}) = 19.9 \text{ cm}^{-2}$. Par ailleurs, compte tenu du rapport signal sur bruit des observations HST, la limite supérieure en densité de colonne de OI, imposée par la non détection de la raie OI 1302, est $\log N(\text{OI}) < 14.3 \text{ cm}^{-2}$ (Kunth et al. 1998). Ceci implique une limite supérieure de l'abondance en oxygène de $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 6.4$, très inférieure aux estimations de la métallicité de IRAS 08339+6517. Cette tendance à mesurer une abondance plus faible dans le gaz en expansion que dans la région HII centrale se retrouve pour l'ensemble des objets observés par Kunth et al. (1998). Ceci peut être soit l'indication que ce gaz n'est pas encore enrichi par la formation stellaire centrale, soit que des erreurs systématiques entachent la détermination des abondances à partir des raies de OI 1302 et SiII 1304 et de $\text{Ly}\alpha$. Ce dernier point, discuté par Kunth et al. (1998), est illustré par la controverse concernant IZw 18, qui a vu les estimations de Kunth et al. (1994) modérées par Pettini & Lipman (1995) puis infirmées par Van Zee et al. (1998). Il semble donc difficile d'utiliser ces données pour contraindre l'abondance de cet objet.

L'âge évalué précédemment, selon la métallicité, peut être 5.5 ou 10 millions d'années. Le flux $\text{H}\beta$ donné dans la table 4.8 permet, à l'aide des modèles de Cervino (1998), d'évaluer la masse d'étoiles formée lors du sursaut de formation stellaire actuel à respectivement $8.15 \cdot 10^7$ et $2.67 \cdot 10^7 M_{\odot}$ pour une métallicité de 1/30ème solaire ou 1/2 solaire. En utilisant ces valeurs, le taux d'injection d'énergie mécanique est respectivement $2.17 \cdot 10^{42}$ ou $8.96 \cdot 10^{41} \text{ erg/s}$. En utilisant la même densité que dans le cas de Haro 2, les relations 2.3 et 2.4 de Weaver et al. (1977) permettent d'évaluer la taille de la bulle et sa vitesse d'expansion. Les paramètres sont rassemblés dans la table 4.15.

Ces paramètres sont en excellent accord avec l'estimation de la vitesse mesurée à partir de ailes de $\text{H}\alpha$, et ne permettent pas de trancher en faveur d'une des deux métallicités possibles. La taille des bulles ainsi prédites est près de 4 fois supérieure à la position des infléchissements dans la courbe de rotation, indiquant que ces inflexions ne sont vraisemblablement pas dues à la présence d'une bulle.

La comparaison du flux $\text{Ly}\alpha$ observé à celui prédit à partir de la raie $\text{H}\alpha$ (table 4.14) montre que, selon la loi d'extinction et la valeur du coefficient d'extinction utilisés, ces deux valeurs peuvent être en accord. Cependant, les observations $\text{H}\alpha$ n'étaient pas de qualité photométrique ce qui a pu entraî-

ner une sous estimation du flux de cette raie. Cela aurait alors tendance à favoriser une loi d'extinction de type LMC ou SMC.

L'application de la fonction de transmission du gaz neutre, déterminée à partir des observations $\text{Ly}\alpha$ (figure 4.14) semble indiquer une extinction de $\text{Ly}\alpha$ très faible. Toutefois, l'incertitude sur la valeur du flux $\text{H}\alpha$, due à la qualité médiocre des observations, modère fortement cette conclusion.

Bien que la raie $\text{H}\alpha$ présente des ailes fortement élargies par rapport à une gaussienne, la raie $\text{Ly}\alpha$ observée s'étend dans tous les cas plus loin dans le rouge que celle prédite à partir de $\text{H}\alpha$. Ceci suggère la présence d'une source de photons $\text{Ly}\alpha$ supplémentaire, reculant par rapport à l'observateur, que nous attribuons, comme pour Haro 2, à la rétrodiffusion des photons $\text{Ly}\alpha$ émis par la région centrale sur la partie arrière de la bulle en expansion. Ceci dit, la partie centrale de l'émission $\text{Ly}\alpha$ prédite à partir de $\text{H}\alpha$ est moins absorbée que celle observée avec HST. Ceci peut suggérer un possible décalage de $\text{H}\alpha$ vers le bleu légèrement trop important lors du calcul de l'émission $\text{Ly}\alpha$ attendue. Toutefois, nous avons vérifié que cela ne suffisait pas à compenser totalement l'excès, dans l'aile rouge, de $\text{Ly}\alpha$ observé.

Par ailleurs, l'émission $\text{Ly}\alpha$ observée présente un pic secondaire, au milieu du profil d'absorption, décalé d'environ 200 km/s par rapport au pic principal. Son intensité est environs 10 fois inférieure à celle du pic principal. Cette particularité ne se retrouve pas sur les observations $\text{H}\alpha$. Notons que la raie $[\text{NII}]\lambda 6548$, clairement visible sur nos spectres, représente à peu près 10% du flux $\text{H}\alpha$, par conséquent, si un pic secondaire de $\text{H}\alpha$, comparable à celui observé à $\text{Ly}\alpha$, avait été présent entre $[\text{NII}]\lambda 6548$ et $\text{H}\alpha$, nous l'aurions détecté. L'origine de ce pic secondaire réside donc vraisemblablement dans la particularité de $\text{Ly}\alpha$ d'être une raie résonante. L'origine de ce type d'émission peut s'expliquer dans le cadre du modèle de bulle développé par Tenorio-Tagle et al. (1999) dont le principe est résumé par une figure en annexe.

4.7.3 Mkn 36

La figure 4.4 donne la variation spatiale des différents paramètres mesurés à partir de la raie $\text{H}\alpha$. On constate la présence de deux pic asymétriques d'émission $\text{H}\alpha$, situés à peu près à 2-3" (90-125 pc) de part et d'autre du pic d'émission du continu. La courbe de rotation, très chaotique, présente un pic en vitesse centré sur le pic secondaire d'émission $\text{H}\alpha$, et une dépression de part et d'autre de ce pic. Toutefois, la différence des vitesses reste relativement faible (moins de 20 km/s). La largeur à mi-hauteur de $\text{H}\alpha$ présente son maximum à la même position que le pic secondaire de $\text{H}\alpha$. Les parties externes peuvent être compatibles avec une rotation solide de la galaxie.

Les observations HST de $\text{Ly}\alpha$ de Kunth et al. (1998) indiquent la présence d’une grande quantité de gaz neutre, à une vitesse proche de la vitesse systémique de la galaxie, responsable de la destruction totale de la raie $\text{Ly}\alpha$. Ces résultats sont confirmés par l’observation des raies d’absorption OI 1302 et SiII 1304 à faible vitesse (table 4.4).

La comparaison du profil $\text{H}\alpha$ avec une gaussienne montre un léger élargissement des ailes de la raie (figure 4.8) susceptible de traduire la présence de gaz se déplaçant à près de 70 km/s par rapport à la région centrale. Contrairement aux autres objets, $\text{H}\alpha$ dans Mkn 36 est plus élargie sur son aile rouge que sur son aile bleue (figure 4.8 et table 4.12). L’interprétation donnée pour Haro 2, et valide pour les autres objets, qui attribuait l’élargissement asymétrique des ailes à une bulle en expansion, semble a première vue ici inadaptée. Toutefois, l’extinction interstellaire dans Mkn 36 est très faible ($E(B-V)=0.08$), aussi les photons émis par la partie arrière d’une possible bulle ne seraient que très peu détruits. De plus, rien n’assure que, si elle existe, la bulle soit symétrique, c’est-à-dire que les émissions de la partie avant et arrière aient des intensités comparables. Si tel n’est pas le cas, l’asymétrie des ailes de $\text{H}\alpha$ pourrait simplement refléter l’asymétrie de la bulle, qui présenterait alors une émission plus intense en provenance de sa partie arrière que de sa partie avant.

La courbe de rotation indique, à la position du pic d’émission $\text{H}\alpha$ secondaire, la présence d’un nuage de gaz “tombant” sur la galaxie. Ceci semble en accord avec l’observation des absorptions dues à OI 1302 et SiII 1304 à des vitesses légèrement positives. L’augmentation de la largeur à mi-hauteur de $\text{H}\alpha$, corrélée avec la position de ce nuage, suggère soit une dispersion de vitesse plus grande en son sein que dans les autres parties de la galaxie, soit qu’il se superpose avec de la matière interstellaire au repos. Ces indications plaident contre l’existence d’une bulle en expansion, ou tout au moins montrent que si celle-ci existe, elle n’a pas atteint les limites extérieures de la galaxie puisqu’il subsiste du gaz “tombant” lentement vers les régions centrales sur la ligne de visée.

D’autre part, Mas-Hesse & Kunth (1998) ont montré que la masse d’étoiles massives ($2\text{--}120 M_{\odot}$) formée dans cet objet, au cours du sursaut de formation stellaire actuel, est relativement faible ($9.23 \cdot 10^3$), et que l’âge de ce dernier est de l’ordre de 3 millions d’années. Cela entraîne un taux d’injection d’énergie cinétique de $1.67 \cdot 10^{38}$ erg/s (Cervino 1998). L’application du modèle de Weaver et al. (1977), avec ces paramètres, indique que la bulle produite devrait avoir un rayon et une vitesse d’expansion respectivement de l’ordre de 180 pc et 35 km/s. Ces résultats montrent que les dimensions de la bulle créée par l’épisode de formation stellaire actuel restent modestes et que, de ce fait, celle-ci n’est pas en mesure de “pousser” la totalité du gaz neutre sur la ligne

de visée. Ce gaz HI reste donc au repos, voir tombe lentement vers les régions centrales, produisant les absorptions de OI 1302 et SiII 1304 et entraînant la destruction de la raie $Ly\alpha$.

L'émission $Ly\alpha$ prédite à partir du flux $H\alpha$ en ne tenant compte que de l'extinction interstellaire (table 4.14) est incompatible avec l'absorption enregistrée avec HST. En revanche, l'application de la fonction de transmission déterminée à partir de l'évaluation de la densité de colonne du gaz neutre sur la ligne de visée permet de rendre compte de l'absence d'émission $Ly\alpha$. Ceci montre que la seule extinction interstellaire, et par conséquent la présence des poussières, ne peut expliquer à elle seule les observations de $Ly\alpha$; la structure et la dynamique du gaz neutre sont également des facteurs de première importance pour la compréhension de l'émission $Ly\alpha$.

4.7.4 ESO 350-IG038

ESO 350-IG038 présente deux pics d'émission $H\alpha$ (figure 4.5), relativement bien corrélés avec deux pics du continu (moins de 1" de décalage). Ceci traduit donc la présence de deux sites de formation stellaire. La courbe de rotation, caractéristique d'une rotation solide entre les deux pics d'émission s'aplatit à partir de ceux-ci, puis les vitesses diminuent de façon asymétrique (redescende rapide après le pic secondaire d'émission et long plateau après le pic principal) jusqu'à revenir à des valeurs proches de celle mesurée entre les pics d'émission. Les distances par rapport au centre présumé de rotation auxquelles les vitesses retrouvent les valeurs observées dans la région centrale sont respectivement 8" et 4.5", soit, à la distance de ESO 350-IG038, 3.2 et 1.8 kpc. La largeur à mi-hauteur de $H\alpha$, relativement constante sur l'ensemble de la galaxie présente toutefois une diminution notable (plus de 1 Å) à la position du pic d'émission secondaire.

La présence de deux sites de formation stellaire suggère l'existence de deux bulles en expansion, ce qui complique l'interprétation de la courbe de rotation.

La comparaison à une gaussienne de l'émission $H\alpha$, centrée sur le pic principal, révèle des ailes élargies assez importantes, compatibles avec la présence d'une bulle s'étendant à près de 180 km/s (table 4.12). Ce résultat est en relative contradiction avec les mesures des raies d'absorption de OI 1302 et SiII 1304 par Kunth et al. (1998) décalées de seulement 60 km/s (table 4.4). Ceci peut suggérer l'existence de deux bulles en expansion à des vitesses différentes. L'une, contenant du gaz neutre et peu de gaz ionisé, s'étendrait à près de 60 km/s et serait révélée par les absorptions de OI 1302 et SiII 1304, et l'autre, principalement formée de gaz ionisé, contribuerait aux ailes de $H\alpha$.

TAB. 4.16 – *Paramètres estimés pour les bulles dans ESO 350-IG038*

$Z(Z_{\odot})$	$F(H\beta)$	$EW(H\beta)$	t_6	$M_{st}(M_{\odot})$	$E_k(\text{erg/s})$	$V(\text{km/s})$	$R(\text{pc})$
Spectre total: 1/30	3.43E-14	-100	3	8.7E5	1.6E40	90	460
1/2	3.43E-14	-100	3	1.1E6	3.0E40	100	520
Région ppale: 1/30	1.5E-14	-130	3	3.8E5	6.9E39	80	390
1/2	1.5E-14	-130	3	4.9E5	1.3E40	90	440
Région second.: 1/30	8.4E-15	-85	3.4	2.7E5	1.3E40	80	475
1/2	8.4E-15	-85	3.4	3.8E5	4.5E40	105	610

En l'absence de gaz neutre sur la ligne de visée, le flux $\text{Ly}\alpha$ prédit à partir des observations $\text{H}\alpha$, peut être en accord avec le flux observé avec HST si l'on adopte une extinction $E(B-V)=0.41$ et une loi d'extinction intermédiaire entre la loi galactique et celle du grand nuage de Magellan (table 4.14). L'application de la fonction de transmission du nuage HI sur la ligne de visée, déduite des observations de Kunth et al. (1998), indique que l'émission $\text{Ly}\alpha$ observée est compatible avec celle prédite à partir de $\text{H}\alpha$ sans quasiment aucune extinction (figures 4.16 et 4.17). Le fait que l'émission $\text{Ly}\alpha$ semble compatible avec l'absence d'extinction suggère l'absence de poussières sur la ligne de visée de HST.

Par ailleurs, le profil prédit semble s'étendre, dans l'aile rouge, plus loin que celui observé. Cependant, ce résultat est à prendre avec précaution. En effet, l'extrémité de l'aile rouge de $\text{H}\alpha$ est fortement contaminée par l'émission de $[\text{NII}]\lambda 6583$. Bien que cette raie ait été supprimée au mieux, l'incertitude reste suffisante pour rendre compte de l'élargissement supplémentaire de la raie prédite par rapport à celle observée. Toutefois, même en maximisant l'erreur liée au processus de suppression de la raie de l'azote, il ne semble pas possible de ramener l'aile prédite en deçà de l'aile observée. Ceci indique donc, pour ESO 350-IG038, l'absence d'une contribution importante à la raie de photons $\text{Ly}\alpha$ rétrodiffusés par la partie arrière de la bulle. Ceci pourrait s'interpréter comme étant dû à une très faible vitesse d'expansion du gaz neutre vers l'arrière de la bulle. Cette hypothèse est confortée par la faible vitesse des absorptions OI 1302 et SiII 1304 détectées pour la partie avant de la bulle par Kunth et al. (1998). Une alternative consisterait à invoquer la présence de poussières en quantité importante entre la région centrale HII et la partie arrière de la bulle. Toutefois le fait que ce phénomène ne soit pas observé pour les autres objets reste intrigant. L'existence d'un second site de formation stellaire proche, susceptible de modifier la géométrie de la bulle, voire d'injecter de la matière à l'intérieur de celle-ci, est peut être de nature à expliquer cette différence.

L'évaluation du taux d'injection d'énergie cinétique est délicate, en raison de l'existence de deux régions de formation d'étoiles. De plus, ces deux sites ont vraisemblablement donné naissance à deux bulles susceptibles d'in-

teragir. Les paramètres déterminés à l'aide du modèle simplifié de Weaver et al. (1977) ne sont donc qu'indicatifs et ne reflètent vraisemblablement pas la structure réelle du milieu interstellaire de cet objet. Pour chacune des régions ($2''$ soit 7 pixels) correspondant aux pics d'émission $H\alpha$, nous avons déterminé la largeur équivalente et le flux de $H\beta$ afin d'évaluer l'âge, la masse d'étoiles formées et le taux d'injection d'énergie cinétique dans chacun des sites, à l'aide des modèles de Cervino (1998) et Cervino & Mas-Hesse (1998). Nous avons ensuite utilisé ces données pour calculer les paramètres des bulles. Ce calcul a également été effectué à partir des mesures sur l'ensemble de la galaxie. Les résultats sont donnés dans la table 4.16. Les valeurs estimées de la vitesse sont comprises entre celles mesurées par Kunth et al. (1998) à partir des raies d'absorption OI 1302 et SiII 1304 et celles déduites à partir de l'élargissement des ailes de $H\alpha$. Le rayon des bulles, de l'ordre de 500 pc, représente, à la distance de ESO 350-IG038, une taille de l'ordre de $1''$ (soit 4 pixels). Il n'est donc pas étonnant que nos observations des variations des paramètres de $H\alpha$ ne traduisent pas clairement la présence de ces bulles. Les structures observées dans la courbe de rotation ne sont vraisemblablement pas liées au sursaut de formation stellaire actuel. Peut-être s'agit-il des vestiges d'un épisode de formation stellaire intense passé, ou simplement des limites de la galaxie? La différence de vitesse entre les observations de OI 1302 et SiII 1304 et celles de l'élargissement des ailes de $H\alpha$ suggère l'existence de deux bulles et renforce l'hypothèse de l'existence d'une bulle créée par un épisode passé de formation stellaire. On peut donc imaginer qu'un sursaut de formation stellaire ancien ait créé une première bulle en expansion qui aurait maintenant atteint une taille importante (plusieurs kpc) et une faible vitesse (60 km/s). S'étant refroidi, elle ne serait plus que partiellement ionisée mais contiendrait beaucoup de gaz neutre, produisant des raies de OI 1302 et SiII 1304 en absorption. Le ou les sursauts de formation stellaire actuels génèreraient également une bulle, encore de faible taille (quelques centaines de pc) mais de vitesse plus élevée (100-200 km/s). Fortement ionisée, cette seconde bulle contribuerait de façon non négligeable au flux total de la région centrale, élargissant les ailes de $H\alpha$. Sa déficience en gaz neutre n'entraînerait pas de raies d'absorption de OI 1302 et SiII 1304. Dans cette hypothèse, nous avons calculé, à l'aide du modèle de Weaver et al. (1977), que le premier sursaut de formation stellaire, pour créer une bulle de 2.5 kpc s'étendant à 60 km/s, devait être âgé de 25 millions d'années et avoir formé entre $3.8 \cdot 10^6$ et $6.7 \cdot 10^6 M_{\odot}$ d'étoiles massives selon la métallicité (respectivement 1/2 ou 1/30 solaire).

4.7.5 ESO 400-G043

La courbe des vitesses dans ESO 400-G043, si elle est caractéristique d'une rotation solide rapide dans les régions centrales, s'infléchit puis s'inverse, de façon relativement symétrique, à 2-3'' (775-1150 pc) du centre de rotation. Dans l'une des directions, la vitesse diminue jusqu'à revenir à la même valeur que dans la région centrale vers 6'' (2.3 kpc). Si cette courbe est interprétée de manière semblable à celle de Haro 2, cela pourrait indiquer la présence d'une bulle en expansion de rayon de plus de 2 kpc. Toutefois, l'extension de nos observations ne permet pas de mesurer, dans l'une des directions, à quelle distance le gaz ionisé retrouve une vitesse proche de celle du centre de la galaxie, ni même s'il revient à cette vitesse. Il ne nous est pas non plus possible de voir si, au delà de la redescende de la courbe de rotation, celle-ci remonte et redevient compatible avec une rotation solide. La largeur à mi-hauteur de la raie $H\alpha$, constante sur l'ensemble de la galaxie, ne permet pas non plus d'étayer cette hypothèse, aussi l'interprétation en terme de bulle reste très spéculative.

Le continu ne présente pas de pic important, suggérant une population stellaire sous-jacente importante et homogène. La métallicité, 1/5ème solaire, n'est pas en contradiction avec cette proposition. L'émission $H\alpha$ quant à elle, présente un pic asymétrique décalé par rapport au centre de rotation de la galaxie.

La comparaison de l'émission $H\alpha$ à une gaussienne révèle la présence d'ailes élargies susceptibles d'être dues à la présence de gaz se déplaçant à près de 110 km/s. Cette vitesse est inférieure à celle (225 km/s) déduite des raies d'absorption de OI 1302 et SiII 1304 par Kunth et al. (1998).

En l'absence d'absorption par de l'hydrogène neutre, le flux $Ly\alpha$ prédit à partir de $H\alpha$ peut être en accord avec le flux observé selon la valeur et la fonction d'extinction choisies (table 4.14). Toutefois, l'application à $H\alpha$ de la fonction de transmission déduite des observations de Kunth et al. (1998) révèle un fort élargissement de $Ly\alpha$ observé par rapport à $H\alpha$ (figures 4.18 et 4.19), traduisant la présence d'une source de photons $Ly\alpha$ supplémentaire s'éloignant de l'observateur. Ce phénomène peut s'interpréter en terme de photons rétrodiffusés par la partie arrière de la bulle en expansion.

En nous basant sur nos mesures intégrées sur toute la galaxie (table 4.11), et en utilisant les modèles de Cervino & Mas-Hesse (1998) et Cervino (1998), nous avons évalué l'âge du sursaut de formation stellaire à 4.1 millions d'années environs, la masse d'étoiles formées à près de $1.2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ et le taux d'injection d'énergie cinétique à plus de $7.3 \cdot 10^{40}$ erg/s. L'application du modèle de Weaver et al. (1977) indique une vitesse d'expansion de la bulle de 110 km/s pour une taille de 750 pc. La vitesse prédite est en excellent accord

avec celle déduite de l'élargissement des ailes de $H\alpha$. La taille de la bulle attendue est comparable à la distance entre le centre de rotation et la position d'infléchissement de la courbe de rotation. Est-ce une coïncidence ?

4.8 Bulles et double pic de $H\alpha$

D'après la figure 3.3, nous aurions pu nous attendre, lorsque des bulles sont présentes, à observer, loin des régions centrales, des raies $H\alpha$ doublement piquées, correspondant aux émissions des parties avant et arrière de ces bulles. Aucun de nos spectres n'a permis de révéler de telles structures. Haro 2 semblerait propice à l'observation de ce double pic. En effet, la région centrale semble bien délimitée, la bulle de relativement grande dimension et la largeur à mi-hauteur de la raie $H\alpha$ augmente à mesure que l'on s'éloigne du centre de la galaxie (figure 4.2). Cependant, la contribution de la bulle à l'émission $H\alpha$ totale est faible (quelques pourcents) et la turbulence atmosphérique lors des observations était élevée, ce qui a contribué à inclure une partie de l'émission centrale dans les observations des parties externes. C'est vraisemblablement la conjugaison de ces deux facteurs qui a interdit l'observation du double pic dans cet objet. Des observations comparables avec une turbulence atmosphérique faible pourraient peut-être permettre de le mettre en évidence. Dans IRAS 08339+6517, il semble que l'émission $H\alpha$ ne soit jamais dominée par l'émission de la bulle, aussi la contribution de cette dernière ne se traduit que par l'élargissement des ailes de $H\alpha$. La taille très faible de la bulle attendue dans Mkn 36, ainsi que la structure agitée du gaz dans cette galaxie explique la non observation du double pic. Dans ESO 350-IG038, les faibles dimensions des deux bulles présumées, et leur superposition à une émission $H\alpha$ étendue et intense due aux deux sites de formation stellaire, interdit sans doute la séparation des pics d'émission de la bulle. Enfin, aucun double pic n'est observé dans ESO 400-G043 alors que l'on peut raisonnablement croire à l'existence d'une bulle de taille et de vitesse suffisante pour le détecter. Contrairement à Haro 2, cet objet a été observé dans de bonnes conditions de turbulence atmosphérique. Seule la faible contribution de la bulle à l'émission $H\alpha$ peut alors rendre compte de la non détection d'un double pic. Aussi, si l'on peut s'attendre "théoriquement" à observer des profils $H\alpha$ doublement piqués, leur mise en évidence observationnelle se révèle délicate.

4.9 L'extinction interstellaire et la raie $Ly\alpha$

Excepté Mkn 36, la comparaison des flux $H\alpha$ et $Ly\alpha$ observés dans notre échantillon (table 4.14) montre que, dans la limite des incertitudes, le rapport mesuré de ces deux raies peut être en accord avec la valeur attendue de la théorie de la recombinaison, moyennant le choix d'un coefficient et d'une fonction d'extinction appropriées. En l'absence d'observations à haute résolution, démontrant clairement l'influence des diffusions multiples dans le gaz neutre ainsi que l'importance de la dynamique de ce même gaz, il est donc possible, dans la majorité des cas, d'expliquer les rapports $H\alpha/Ly\alpha$ par la seule extinction interstellaire, comme l'ont fait Calzetti & Kinney (1992), extinction éventuellement renforcée par la présence de diffusions résonantes.

Toutefois, pour Mkn 36, discutée ici, mais également pour IIZw 70 et IZw 18, aucune raie $Ly\alpha$ n'a été observée en émission, et au contraire, celle-ci apparaît en absorption. L'extinction due aux poussières, très faible dans ces objets ne peut, dans ce cas, suffire à expliquer ce phénomène. Pour ces objets, la seule façon d'expliquer l'absence de $Ly\alpha$ en émission, est d'invoquer la présence de gaz neutre sur la ligne de visée, produisant de multiples diffusions résonantes. L'illustration de la capacité des diffusions résonantes à rendre compte des observations est donné en figure 4.15. Ceci démontre l'importance, pour la compréhension de l'émission $Ly\alpha$, de la prise en compte de la structure du milieu interstellaire, en particulier de l'existence de nuages de gaz neutre sur la ligne de visée entraînant l'absorption des photons $Ly\alpha$.

De même, les profils P-Cygni de la raie $Ly\alpha$ observés dans plusieurs galaxies à l'aide du télescope spatial, démontrent que la dynamique du gaz doit être prise en compte pour expliquer ces profils. La présence de gaz neutre en mouvement sur la ligne de visée, traduit entre autre par l'observation des raies d'absorption OI1302 et SiII1304, si elle est prise en compte pour expliquer les profils $Ly\alpha$ observés, diminue fortement l'intensité de cette même raie. Dans ce cas, l'extinction à appliquer à $Ly\alpha$ pour rendre le rapport $Ly\alpha/H\alpha$ compatible avec la théorie de la recombinaison, est relativement faible (voir dernière colonne de la table 4.14). Si une loi de type galactique est adoptée, les coefficients d'extinction requis seront inférieurs ou égaux à ceux déduits des raies de Balmer. Si une loi de type GNM ou PNM est utilisée, les coefficients d'extinction devront être beaucoup plus petits que ceux mesurés à partir des raies de Balmer. On retrouve sans doute là l'effet du biais discuté par Lequeux et al. (1981) qui induit des mesures d'extinction plus faibles dans l'UV que dans le visible. Notons qu'il semble que pour IRAS 08339+6517, l'extinction soit beaucoup plus faible que celle déduite des décréments de Balmer: avec une loi galactique, il faudrait utiliser $E(B-V)=0.24$ au lieu de 0.55 pour rendre le rapport $Ly\alpha/H\alpha$ comparable au calcul théorique. Toutefois,

les observations optiques de cette galaxie n'étaient pas de qualité photométrique, ce qui a vraisemblablement conduit à une sous estimation du flux $H\alpha$. Si l'on tient compte de ce fait, les résultats concernant cette galaxie sont comparables aux autres objets de cette étude.

En résumé, il semble donc que si l'on prend en compte la présence de gaz neutre en mouvement sur la ligne de visée et la diffusion résonante des photons $Ly\alpha$ dans ce gaz, l'extinction requise pour rendre compatible le rapport $Ly\alpha/H\alpha$ avec la théorie de la recombinaison soit plus faible que celle déduite des décrets de Balmer. Précisons qu'il s'agit là d'une tendance. Les incertitudes étant grandes, il n'est pas raisonnable de s'attendre à un accord entre les valeurs prédites et observées à mieux qu'un facteur 2.

4.10 L'émission $Ly\alpha$ pour détecter des galaxies “primordiales”

L'émission $Ly\alpha$ d'une galaxie à sursaut de formation stellaire est donc fortement conditionnée par la géométrie et la dynamique du milieu interstellaire. Dans l'hypothèse d'une galaxie à faible contenu métallique et en poussières, la disparition de cette raie sera essentiellement due aux diffusions résonantes dans le gaz neutre. Plus précisément, cet effet consiste principalement en la redistribution des photons dans tout le volume du halo HI. L'observation des régions centrales de la galaxie, comme c'est le cas dans les objets de Kunth et al. (1998), révèle donc un déficit en photons $Ly\alpha$ (seule une petite partie du halo est interceptée par la ligne de visée). En revanche, si l'ensemble du halo est observé, l'émission $Ly\alpha$ doit ne doit pas être significativement diminuée. En fait, des galaxies de très faible métallicité, telle Mkn36, présentant de grandes quantités de HI au repos, devraient apparaître comme des objets à faible brillance de surface en $Ly\alpha$. On peut alors imaginer que, pour des galaxies suffisamment lointaines pour que l'ensemble du rayonnement de leur halo soit observé, l'émission $Ly\alpha$ soit “normale”. L'émission $Ly\alpha$ pourrait alors être utilisée pour détecter ces galaxies. Cependant, cette hypothèse doit être modérée. En effet, les observations spectroscopiques de Steidel et al. (1996) indiquent qu'à grand décalage spectral ($z > 3$) près de la moitié des galaxies à sursaut de formation stellaire ne présentent pas $Ly\alpha$ en émission. D'autre part, la redistribution de la totalité des photons $Ly\alpha$ dans le halo nécessite l'absence de poussière susceptible de les détruire. Un faible contenu en poussière, mais une taille considérable du halo HI peut sans doute entraîner à terme la disparition de la quasi totalité des photons $Ly\alpha$. Enfin, pour être détectée, l'émission $Ly\alpha$ doit apparaître suffisamment intense

par rapport au fond du ciel sous-jacent. Or, si la brillance de surface en $\text{Ly}\alpha$ de galaxies proches doit être faible, du fait de sa redistribution dans le halo, elle diminuera encore si ces objets sont plus lointains. En fait, la brillance de surface diminue avec le décalage spectral z en $1/(1+z)^4$ (Tolman 1930, 1934). A un décalage spectral de 3, l'émission $\text{Ly}\alpha$ apparaîtra dans le domaine optique à 4863 Å, mais sa brillance de surface sera plus faible d'un facteur 256, ce qui rendra manifestement sa détection difficile. Cependant, on peut objecter que des objets de relativement faible taille situés à de grandes distances ne seront pas résolus et que par conséquent, la totalité de leur flux sera observée, indépendamment de leur brillance de surface. Voyons si tel est le cas. La taille angulaire θ d'un objet situé à un décalage spectral z est donnée par:

$$\theta = \left(\frac{y H_0}{c}\right) \frac{q_0^2(1+z)}{q_0 z + (q_0 - 1)[-1 + \sqrt{1 + 2 q_0 z}]} \quad (4.4)$$

où c est la vitesse de la lumière, H_0 et q_0 respectivement la constante de Hubble et le paramètre de décélération. En prenant $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ et $q_0 = 0.5$, un halo d'une galaxie de 50 kpc de diamètre, situé à un décalage spectral $z = 3$ apparaîtra sous une taille angulaire $\theta \sim 10''$; il sera donc parfaitement résolu. C'est peut-être pour cette raison que Steidel et al. (1996) n'ont pas observé d'émission $\text{Ly}\alpha$ dans la moitié des galaxies à sursaut de formation d'étoiles de leur échantillon. En effet, si les objets qu'ils ont observé ont des tailles de l'ordre de la dizaine de second d'arc, leurs observations, effectuées avec des fentes de l'ordre de la seconde, ont vraisemblablement "manqué" la plus grande partie de l'émission $\text{Ly}\alpha$.

Si les photons $\text{Ly}\alpha$ sont redistribués dans le halo HI, du fait des diffusions résonantes, la grande taille de ces halos entraînera une faible brillance de surface dans la raie $\text{Ly}\alpha$. Si les objets observés sont situés à de grandes distances, la brillance de surface diminuera encore, rendant vraisemblablement la détection de l'émission $\text{Ly}\alpha$ de ces objets impossible. Cependant, nous avons vu que l'énergie mécanique libérée par les étoiles massives dans le milieu interstellaire pouvait, dans certaines conditions, créer des bulles en expansion susceptibles de mettre le gaz neutre en mouvement et permettre ainsi l'échappement d'une partie du rayonnement $\text{Ly}\alpha$. Dans de tels objets, il est clair que l'émission $\text{Ly}\alpha$ sera observable, voire même être utilisée pour les détecter. Toutefois, comme dans le cas des galaxies naines proches, cette méthode n'est sans doute pas susceptible de permettre la détection de plus de la moitié des galaxies à sursaut de formation d'étoiles.

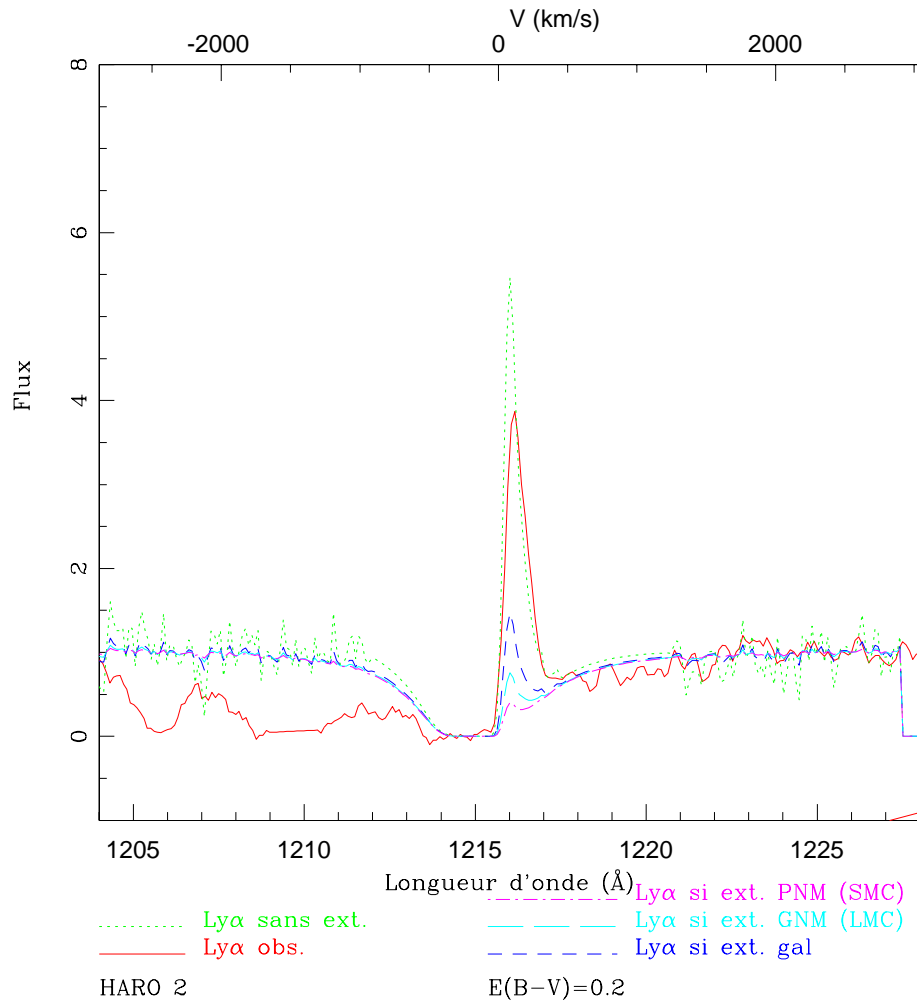


FIG. 4.12 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

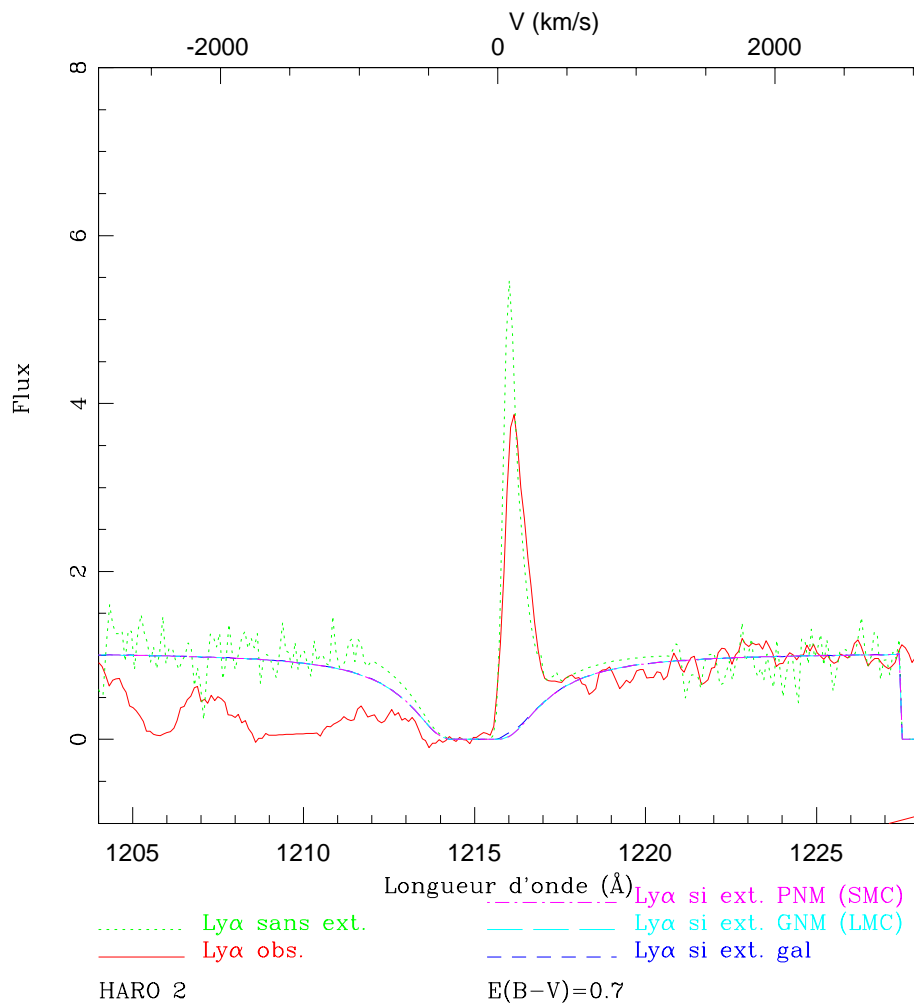


FIG. 4.13 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

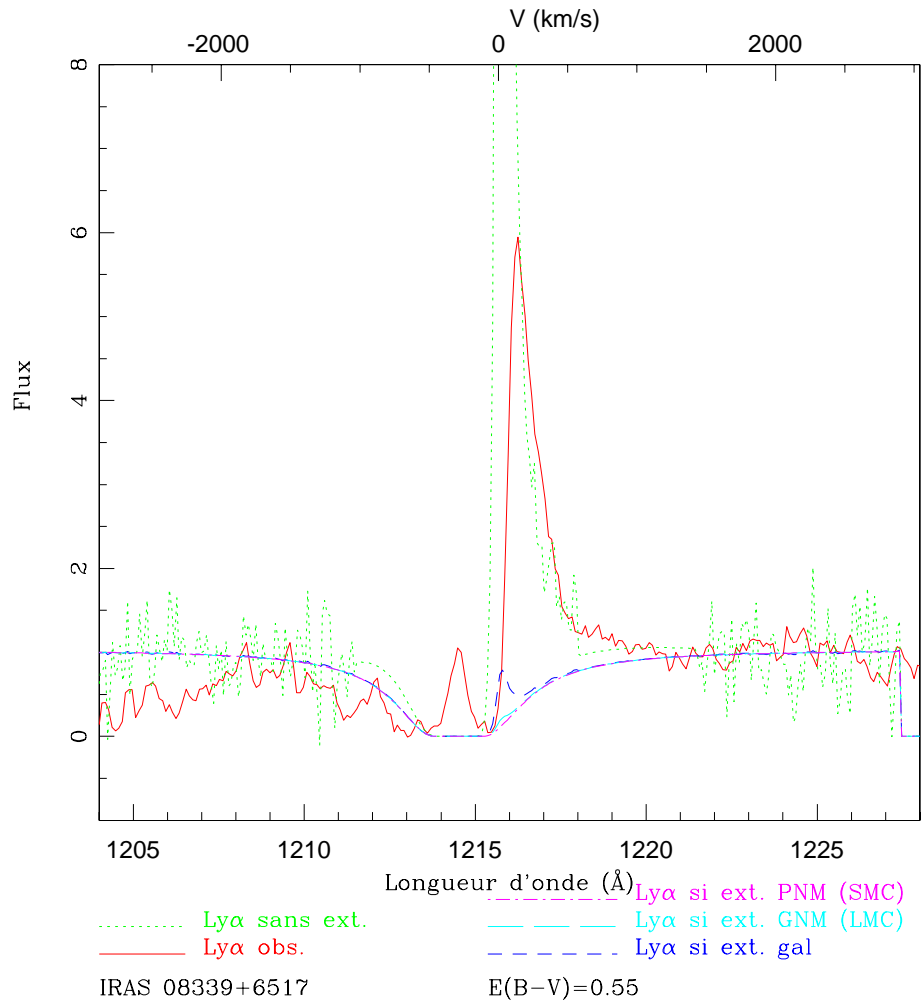


FIG. 4.14 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

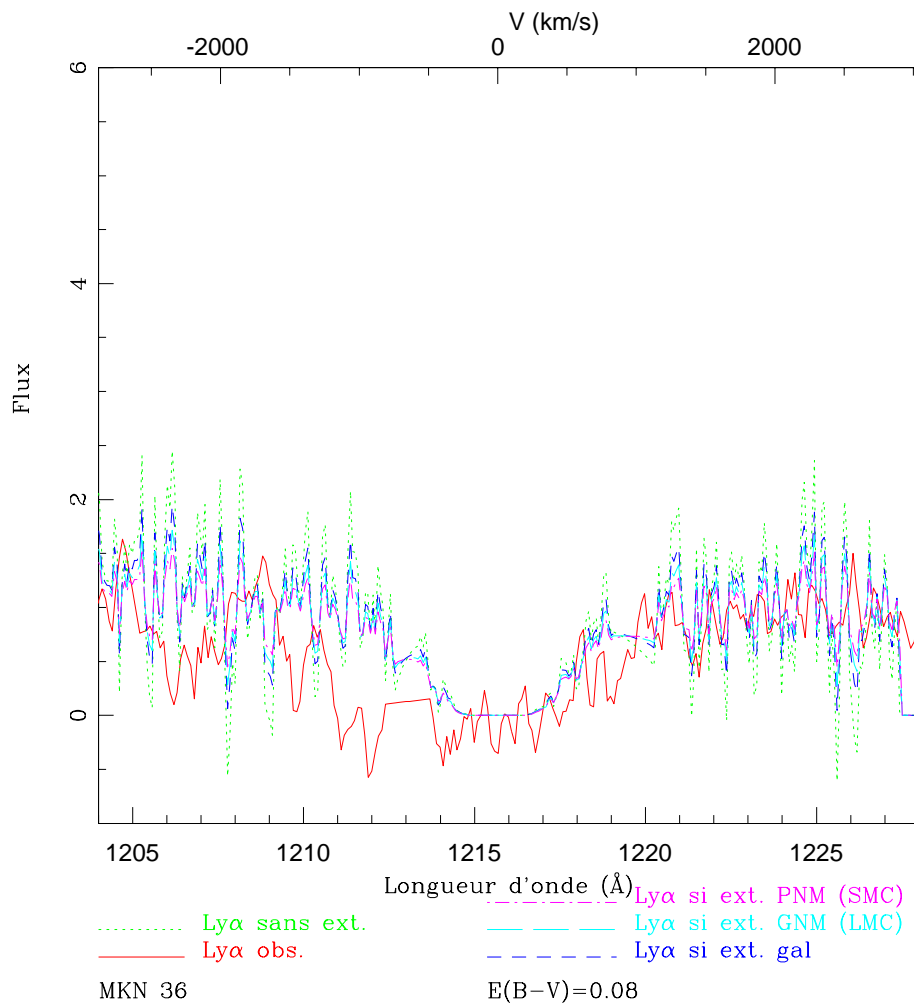


FIG. 4.15 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

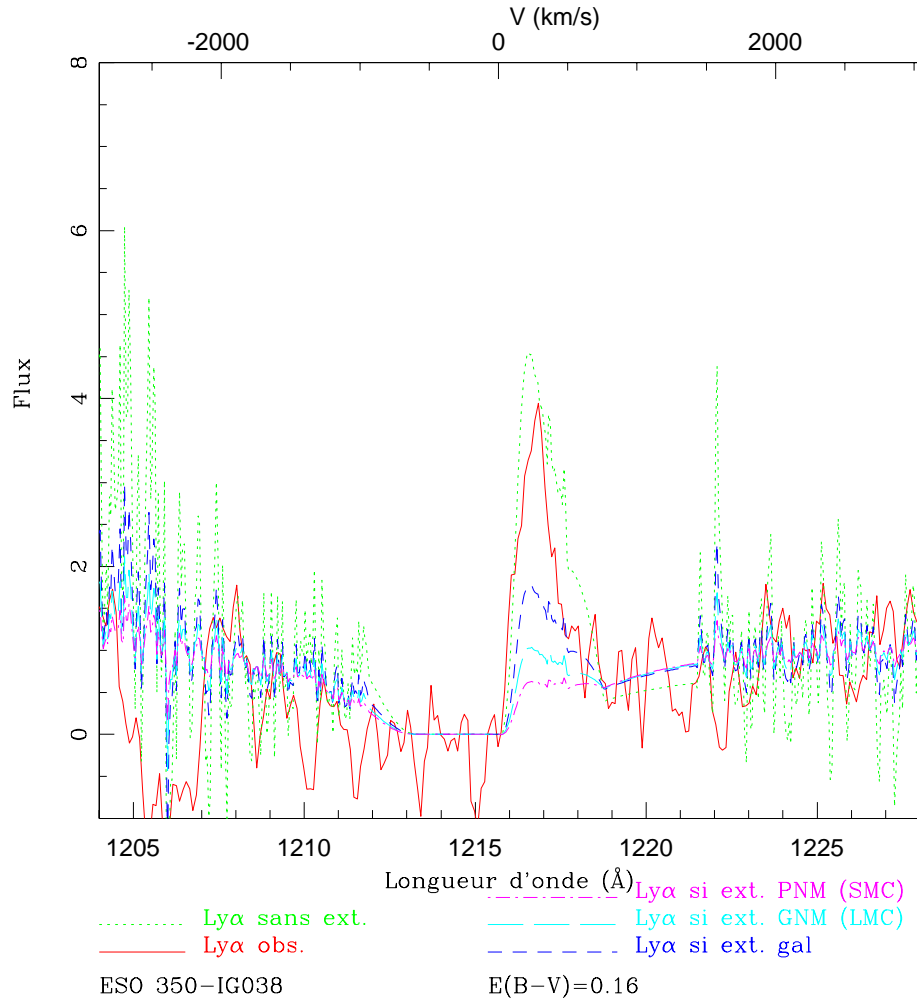


FIG. 4.16 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

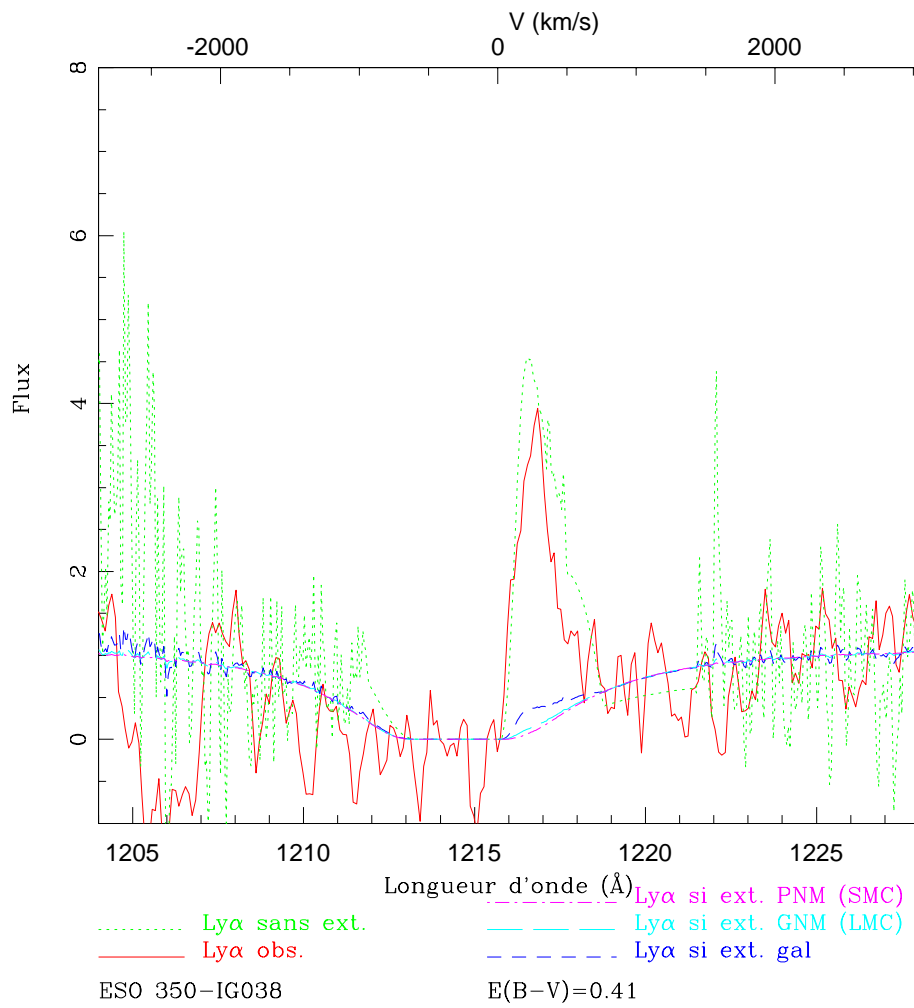


FIG. 4.17 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

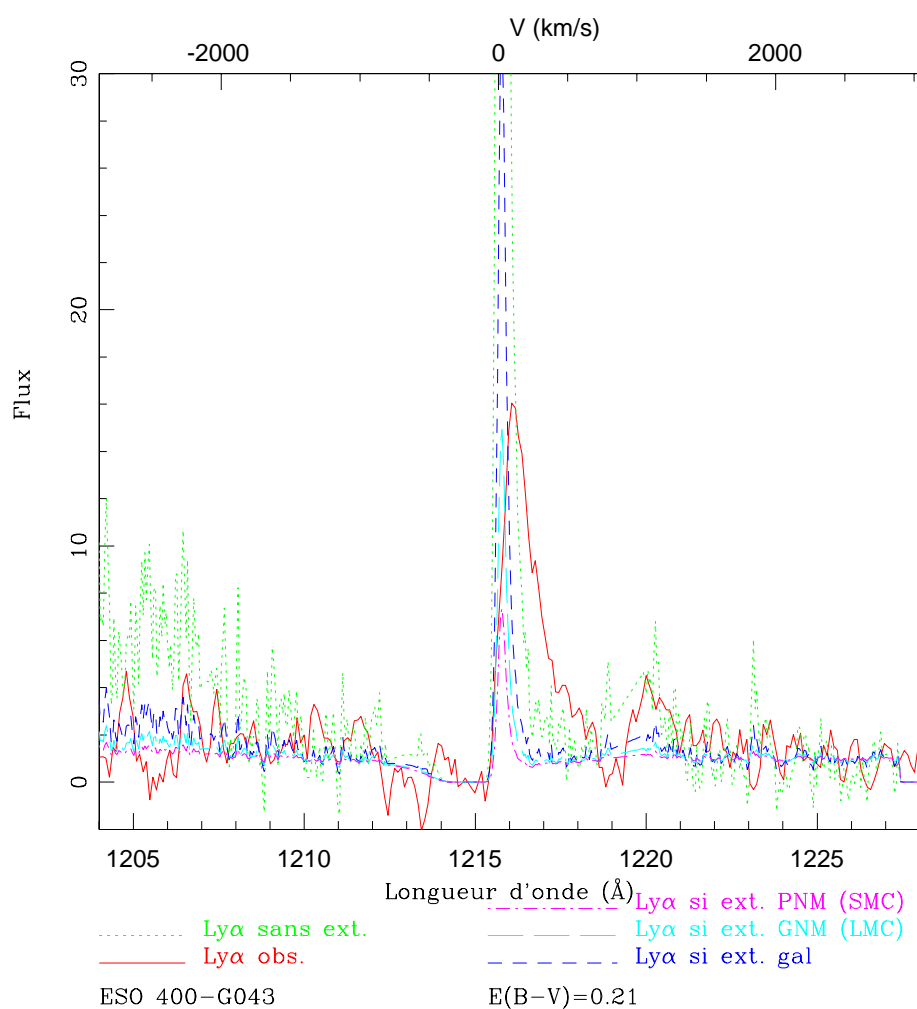


FIG. 4.18 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

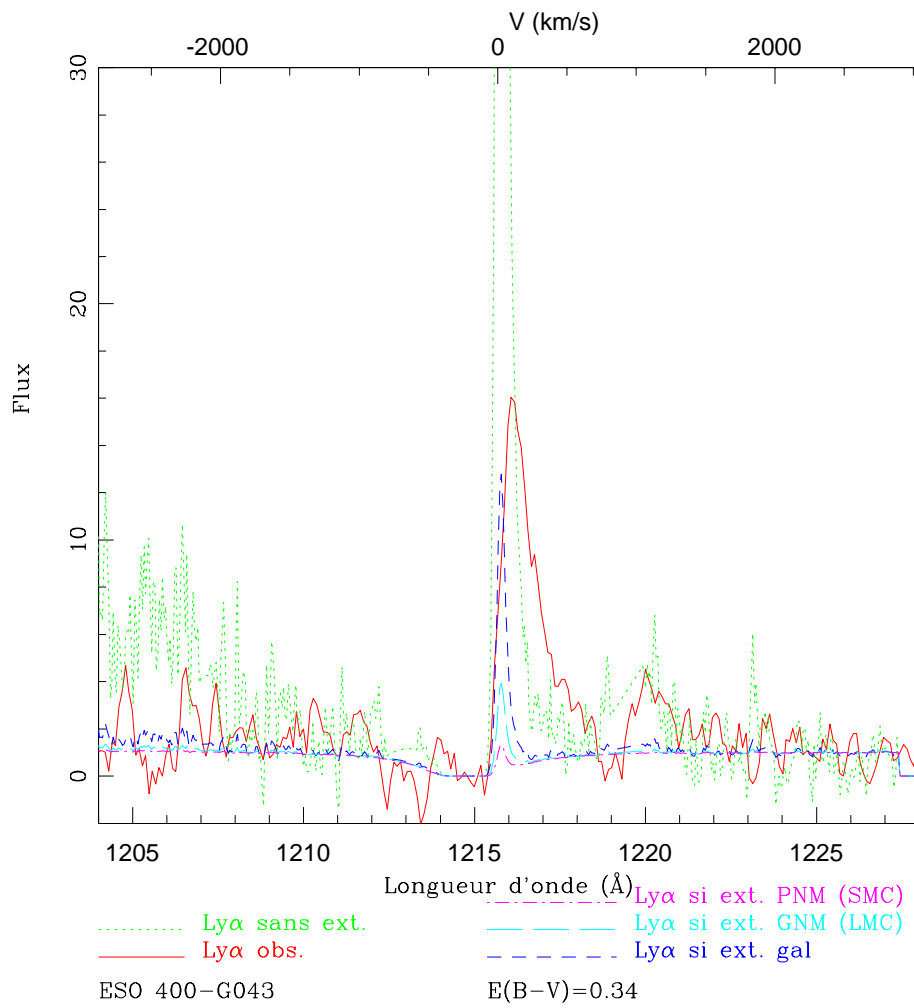


FIG. 4.19 – Comparaison des profils $Ly\alpha$ observés et prédits à partir de la raie $H\alpha$ pour différentes lois d'extinction.

Chapitre 5

Conclusion sur la dynamique

L'hypothèse la mieux élaborée ne saurait remplacer la réalité la plus bancale.

San Antonio
Les Pensées

Dans cette partie, nous avons mené une étude comparée des émissions $\text{Ly}\alpha$ et $\text{H}\alpha$ de galaxies à sursaut de formation stellaire. L'intérêt de cette comparaison réside dans le fait que l'émission $\text{Ly}\alpha$ est fortement affectée par l'absorption résonante dans le gaz neutre sur la ligne de visée ce qui n'est pas le cas de $\text{H}\alpha$. La comparaison des profils d'émission de ces deux raies révèle donc la structure et la dynamique du milieu interstellaire. Ce travail nous a amené aux conclusions suivantes:

- L'élargissement des raies $\text{H}\alpha$ par rapport à une gaussienne peut être interprété comme dû à la présence de bulles de gaz ionisé en expansion, créées par l'énergie mécanique, libéré sous forme de vents stellaires et d'explosions de supernovae, par les étoiles massives formées récemment. La contribution de ces bulles ionisées au flux $\text{H}\alpha$ total est de l'ordre de quelques pour cents. L'application du modèle de Weaver et al. (1977) prédit des vitesses d'expansion de ces bulles compatibles avec les élargissements mesurés de $\text{H}\alpha$ (de 30 à 200 km/s). Compte tenu des incertitudes, la vitesse de ces bulles apparaît généralement en accord avec

les vitesses des raies d'absorptions OI1302 et SiII1304, indiquant que les bulles en expansion ne sont pas totalement ionisées et "poussent" une fraction non négligeable du HI.

- Les observations spectroscopique se révèlent, dans la plupart des cas (sauf pour Haro 2 et peut-être ESO 400-G043), insuffisantes pour déterminer la taille des bulles en expansion générées par le sursaut de formation stellaire. La taille approximative de ces bulles, déterminée à l'aide du modèle de Weaver et al. (1977), varie entre 150 pc et 2 kpc selon les objets. Si l'on considère que les métaux produits par les étoiles massives restent confinés dans ces bulles, leur taille limite celle des régions susceptibles d'être enrichies.
- Les profils d'émission Ly α et H α sont généralement très différents. Si H α est comparable à une gaussienne aux ailes élargies, Ly α présente un profil de type P-Cygni. Cette différence est attribuée à la nature résonante de Ly α . L'aile bleue de cette raie est détruite par les diffusions résonantes multiples dans le gaz neutre "poussé" par les bulles en expansion. Si la bulle n'est pas en mesure de "pousser" la plus grande partie du HI (Mkn 36), c'est-à-dire s'il reste une grande quantité de gaz neutre au repos sur la ligne de visée, la raie Ly α peut-être totalement détruite (ou tout au moins redistribuée dans un très grand volume). On observe alors cette raie en absorption. Dans ce cas, la redistribution des photons dans tout le halo doit entraîner une faible brillance de surface de la galaxie dans la raie Ly α . Ce phénomène est sans doute de nature à empêcher la détection de tels objets à grand décalage spectral, la brillance de surface diminuant avec celui-ci en $(1+z)^4$.
- Si l'on ne prend pas en compte l'absorption de la raie Ly α par le gaz neutre, le rapport théorique entre cette raie et H α peut être reproduit par le choix du coefficient d'extinction déduit des décrets de Balmer et d'une loi d'extinction appropriée (galactique ou magellanique), comme l'ont proposé Calzetti & Kinney (1992). Cependant, si l'absorption dans le gaz neutre est prise en compte, l'extinction interstellaire doit être plus faible que celle déduite des observations optiques. Ce résultat indique que la raie Ly α émerge principalement de régions de faible contenu en poussières, comment l'ont suggéré Lequeux et al. (1981) pour l'ensemble de l'émission UV. Ce résultat souligne l'importance de la prise en compte de la structure et de la dynamique du milieu interstellaire pour la compréhension de l'émission Ly α .

-
- La comparaison des profils $\text{Ly}\alpha$ observés et prédits à partir de $\text{H}\alpha$ indique la présence de sources supplémentaires de photons $\text{Ly}\alpha$ décalées vers le rouge. Ce phénomène peut s'interpréter comme dû à la rétrodiffusion de ces photons sur la partie neutre arrière des bulles en expansion, comme l'ont suggéré Lequeux et al. (1995).

L'émission $\text{Ly}\alpha$ d'une galaxie à sursaut de formation stellaire est donc fortement conditionnée par la géométrie et la dynamique du milieu interstellaire. Dans le cas d'une galaxie à faible contenu métallique et en poussières, la disparition de cette raie semble essentiellement due aux diffusions résonantes dans le gaz neutre. Plus précisément, cet effet consiste principalement en la redistribution des photons dans tout le volume du halo HI. L'observation des régions centrales de la galaxie, comme c'est le cas dans les objets de Kunth et al. (1998), révèle donc un déficit en photons $\text{Ly}\alpha$ (seule une petite partie du halo est interceptée par la ligne de visée). En revanche, si l'ensemble du halo est observé, l'émission $\text{Ly}\alpha$ doit ne doit pas être significativement diminuée. En fait, des galaxies de très faible métallicité, telle Mkn36, présentant de grandes quantité de HI au repos, devraient apparaître comme des objets à faible brillance de surface en $\text{Ly}\alpha$.

Les profils d'abondance

Chapitre 6

Pourquoi mesurer des profils d'abondance ?

*Vous taillez des morceaux de l'azur pour les jeter
à la tête des gens*

Georges Clemenceau
Lettre à Monet

Lors d'un sursaut de formation d'étoiles, les étoiles les plus massives ($M \geq 8 M_{\odot}$) évoluent rapidement (en quelques millions d'années) avant d'achever leur vie en supernovae. Lors de cette fin mouvementée, ils rejettent dans le milieu interstellaire les éléments chimiques qu'ils ont synthétisés, contribuant ainsi à l'enrichissement du gaz contenu dans la galaxie. Cependant, durant leur évolution, ces étoiles massives ont déjà éjecté de grandes quantités de métaux, sous forme de vents stellaires (Maeder 1992). Par conséquent, c'est dans les premiers millions d'années suivant le sursaut de formation stellaire que vont être produits et rejetés (par les vents et les supernovae) la majorité des éléments chimiques responsables de l'enrichissement du milieu interstellaire. Bien entendu, cet enrichissement se poursuit par la suite avec l'évolution des étoiles moins massives, mais celles-ci n'ayant pas la masse suffisante pour devenir supernovae, ne rejettent les métaux que sous forme de vents stellaires assez peu intenses. Leur contribution à l'enrichissement du milieu interstellaire est donc relativement négligeable en comparaison de celui produit par les étoiles les plus massives.

L'essentiel du rejet des métaux ayant lieu en quelques millions d'années, on peut aisément imaginer que, durant cette période, les métaux rejetés restent localisés dans les régions relativement proches des étoiles, c'est-à-dire proches du sursaut de formation stellaire. Des enrichissements "localisés" autour des régions à forte formation d'étoiles sont donc susceptibles d'apparaître. La taille des régions susceptibles de présenter une surabondance en métaux peut donc être évaluée.

Une approche "simpliste", consiste à utiliser les observations de "bulles" en expansion autour des régions à forte formation d'étoiles. En effet, l'énergie libérée par les étoiles massives formées (sous forme de vents stellaires et de supernovae) contribue à "pousser" la matière interstellaire, donnant ainsi naissance à une "bulle" de gaz en expansion (Castor et al. 1975; Weaver et al. 1977). De tels phénomènes ont été observés, entre autre, par Marlowe et al. (1995) et Martin (1998) dans des galaxies naines à sursaut de formation stellaire. La vitesse d'expansion de ces bulles ne dépasse que rarement la centaine de km/s, et se situe le plus souvent entre 50 et 100 km/s. Par ailleurs, la luminosité d'une galaxie, suite à un sursaut instantané de formation stellaire atteint son maximum après 3 à 9 millions d'années selon les caractéristiques du sursaut (Leitherer & Heckman 1995; Stasinska & Leitherer 1996), ce qui correspond à l'âge évalué pour la plupart des galaxies "starburst" étudiées par Mas-Hesse & Kunth (1998). En adoptant une vitesse moyenne des bulles en expansion de 100 km/s, la taille des bulles (que l'on assimile à la taille maximum de la région susceptible d'être enrichie, voir §2.1.3) atteint environ 500 pc en 5 millions d'années. C'est d'ailleurs la taille moyenne des bulles observées par Marlowe et al. (1995) et Martin (1998). On peut donc s'attendre à mesurer des gradients ou des discontinuités d'abondance entre les régions situées à moins de 500 pc du centre de formation stellaire et les régions plus éloignées. Toutefois, pour des sursauts de formation stellaire plus âgés, la taille des bulles sera plus grande. Dans certains cas, ces bulles semblent pouvoir atteindre des tailles de l'ordre du kpc (voir partie 1.3).

Une approche plus sophistiquée (Roy & Kunth 1995), consiste à calculer les échelles spatiales et temporelles de la dispersion des éjectas dans le milieu interstellaire en tenant compte des différents processus hydrodynamiques susceptibles d'en être responsables. A de petites échelles (inférieures au kpc) la dispersion homogène des éléments rejetés par les étoiles est susceptible de se produire en quelques millions d'années (en particulier à cause des instabilités de Rayleigh-Taylor et de Kelvin-Helmholtz intervenant à l'interface entre les bulles en expansion et le milieu interstellaire alentour). En revanche, une dispersion des éléments à une échelle plus grande requiert plus de temps et n'est pas susceptible d'intervenir en moins d'une centaine de millions d'années, soit plus que l'âge des sursauts de formation stellaire observés dans les

BCDGs. Par conséquent, il semble raisonnable de s'attendre à trouver des discontinuités d'abondance à des échelles de l'ordre de quelque centaines de parsecs.

L'intensité de ces discontinuités, c'est-à-dire la différence entre l'abondance dans les régions enrichies par la formation stellaire actuelle et celle dans les régions plus lointaines, peut être évaluée en s'inspirant du travail de Kunth & Sargent (1986). Soit M_* la masse d'étoiles formée lors d'un sursaut et $y(z)$ la fraction de masse d'étoiles formée retournée au milieu interstellaire sous forme d'éléments "lourds": $y(z)$ correspond au rejet net de métaux (c'est-à-dire le rejet total de métaux diminué de la quantité présente au moment de la formation) intégré sur la fonction de masse initiale. Cette quantité dépend de la métallicité. Kunth & Sargent (1986) considèrent que le rejet des éléments primaires, tel l'oxygène, ne dépend pas de la métallicité, hypothèse contestée par les travaux de Maeder (1992). En effet, l'intensité des vents stellaires des étoiles de grande masse pourrait augmenter avec le contenu métallique. Par conséquent, à forte métallicité, une grande partie de l'hélium et du carbone synthétisés est éjectée avant d'avoir été transformée en oxygène, tandis qu'à faible métallicité, la plus grande partie de ces éléments est transformée en oxygène. Par ailleurs, les résidus de l'explosion en supernovae des étoiles massives peuvent être des trous noirs, susceptibles de retenir une partie des éléments synthétisés, diminuant ainsi le rejet métallique total¹. Il existe donc une forte dépendance des rejets de tous les éléments chimiques avec la métallicité. La comparaison des modèles de Maeder (1992) avec les observations de Pagel (1987) indique que la masse des trous-noirs résidus doit être de l'ordre de 20-25 M_\odot . Par conséquent, pour une fonction de masse initiale de Scalo, et en adoptant le cas noté C par Maeder (1992), le rejet en oxygène pour une métallicité $Z=0.001$ donné par Maeder (1993) est $2.3 \cdot 10^{-3}$, légèrement différent de la valeur ($13.4 \cdot 10^{-3}$) adoptée par Kunth & Sargent (1986) pour une fonction de masse initiale de pente $x=1.5$, mais calculée à métallicité solaire et sans dépendance des rejets avec l'abondance (Lequeux et al. 1981). Ceci illustre combien les résultats fournis par les modèles peuvent être sensibles aux différents paramètres utilisés (rejets individuels des étoiles, pente de la fonction de masse, métallicité, ...).

Si les métaux rejetés se mélangent à une masse M_i de gaz du milieu interstellaire, l'augmentation de métallicité est alors $X = y M_*/M_i$. Kunth & Sargent (1986) considèrent que l'enrichissement local se limite à la région HII et prennent donc $M_i = M_{HII}$. La masse de la région HII, dans le cas d'une

1. Par exemple, dans l'hypothèse extrême où toutes les couches de la structure en "pe-lures d'oignon" de la pré-supernovae sont retenues par le trou-noir, le rejet ne consiste qu'en les éléments éjectés précédemment par le vent stellaire dont l'intensité dépend fortement de la métallicité.

sphère de Stromgren sphérique et homogène est donnée par:

$$M_{HII} = \frac{N_{Ly} m_p}{n_i \beta} \quad (6.1)$$

avec β le coefficient de recombinaison, n_i la densité ionique (que l'on supposera égale à la densité électronique), m_p la masse du proton et N_{Ly} le flux de photons ionisants. Cette dernière valeur sera prise égale à $25 \cdot 10^{45}$ (Leitherer & Heckman 1995). On en déduit aisément $M_{HII} = 15 M_{\odot}$ et $X = 1.5 \cdot 10^{-4}$ en masse ($9.4 \cdot 10^{-6}$ en nombre). Ceci correspond à une augmentation de l'abondance en oxygène de l'ordre de 1/80 ième de la valeur solaire. Cependant, la valeur des rejets utilisés correspond à un sursaut intervenant à une métallicité $Z=0.001$ (1/20 ième solaire). A métallicité solaire ($Z=0.02$), la valeur des rejets en oxygène donnée par Maeder (1993) est $4.8 \cdot 10^{-3}$. Dans ce cas, l'incrément de métallicité est alors de l'ordre de $3.04 \cdot 10^{-4}$ en masse ($1.9 \cdot 10^{-5}$ en nombre), soit 1/40 ième de la valeur solaire.

Une alternative consistait à utiliser la taille moyenne de la région enrichie calculée précédemment pour évaluer la masse de gaz du milieu interstellaire qu'elle contient. La valeur moyenne de la densité électronique n_e (supposée égale à la densité ionique) mesurée dans les régions HII est 10 cm^{-3} . La masse de gaz contenu dans une région de 500 pc est donc de l'ordre de $16 \cdot 10^6 M_{\odot}$. L'incrément de métallicité est alors $1.4 \cdot 10^{-4}$ en masse ($X = 8.7 \cdot 10^{-6}$ en nombre) pour un sursaut de formation stellaire typique formant $10^6 M_{\odot}$ à métallicité 1/20 ième solaire. Ce dernier résultat assure la cohérence des évaluations de la taille des régions enrichies et de l'incrément de métallicité attendu.

Ces résultats indiquent que, l'incrément de métallicité dû à un sursaut de formation stellaire, dans l'hypothèse où les métaux se mélangent immédiatement et uniquement à la région HII, est de l'ordre de 1/40ième à 1/80ième de la métallicité solaire. Constatant que ces valeurs étaient du même ordre de grandeur que la métallicité de l'objet le plus sous abondant connu (IZw 18), Kunth & Sargent (1986) ont suggéré que l'apparente impossibilité à trouver des galaxies plus sous abondantes résidait dans le fait que les étoiles massives "éclairant" le gaz à partir duquel la métallicité est évaluée enrichissent très rapidement la région HII à des valeurs proches de la métallicité de IZw 18.

Nous avons donc décidé de rechercher une discontinuité, ou un gradient d'abondance, dans une galaxie présentant un sursaut de formation d'étoiles récent. L'objectif était de caractériser l'intensité, la taille et l'échelle de temps de l'enrichissement du milieu interstellaire par les étoiles massives jeunes, afin de mieux contraindre les processus responsables de ce dernier.

Chapitre 7

Quel objet observer ?

*Rêver un impossible rêve
Porter le chagrin des départs
Brûler d'une possible fièvre
Partir où personne ne part
Aimer jusqu'à la déchirure
Aimer, même trop, même mal,
Tenter, sans force et sans armure,
D'atteindre l'inaccessible étoile
Telle est ma quête,
Suivre l'étoile
Peu m'importe mes chances
Peu m'importe le temps
Ou ma désespérance*

Jacques Brel
La quête

7.1 Les propriétés requises

Afin d'optimiser les chances de succès d'une telle étude, un certain nombre de critères, auxquels les objets observés doivent satisfaire, peuvent être définis. Désirant mettre en évidence une discontinuité ou un gradient d'abondance entre les régions proches et éloignées du sursaut de formation stellaire, une bonne résolution spatiale est nécessaire, ce qui impose le choix d'objets

suffisamment étendus et proches. L'enrichissement local attendu est relativement faible, de l'ordre de 1/80 à 1/40ième de la valeur solaire. Notons cet incrément z_{inc} . Si cet enrichissement intervient dans une galaxie de métallicité z , la variation ou le contraste d'abondance dû au sursaut sera de z_{inc}/z . Par conséquent, on imagine que le contraste d'abondance entre les différentes régions sera d'autant plus grand, et donc facilement mesurable, que l'abondance initiale z sera faible. Afin de vérifier cette assertion, nous avons utilisé le programme CLOUDY pour simuler simplement les raies nébulaires attendues dans différents cas. Les galaxies bleues compactes présentant des abondances s'étendant de 1/2 solaire à 1/40 ème solaire (Terlevich et al. 1991), les spectres d'émission pour des métallicités 1/2 et 1/40 ème solaire, ainsi qu'à ces deux métallicités augmentées des incréments (en oxygène) évalués au paragraphe précédent (respectivement 10^{-5} et $2 \cdot 10^{-5}$ à 1/40 ème et 1/2 solaire) ont été calculés. La paramétrisation de CLOUDY est donnée en annexe B.

Comme nous le verrons plus loin, les abondances sont déterminées par la mesure des raies de l'oxygène à 3727 et 4363 Å. Dans le cas d'un enrichissement à partir d'une métallicité initiale de 1/40 ème solaire, l'intensité de ces raies normalisées à $H\beta$ passe respectivement de 1.031 et 0.044 à 1.479 et 0.055, différences faibles, mais mesurables, tandis qu'à métallicité 1/2 solaire, ces raies passent de 3.496 et 0.010 à 3.526 et 0.009. Compte tenu des incertitudes dues à la faible efficacité des CCD autour de 3727 Å et à la faible intensité de la raie à 4363 Å, la différence d'intensité des raies "sensibles" à métallicité 1/2 solaire devient beaucoup plus difficile à mesurer. Par conséquent, il est préférable d'observer des galaxies de faible métallicité pour mettre en évidence des différences d'abondance dues à "l'auto-enrichissement" des régions HII.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que les valeurs de l'incrément de métallicité attendu, calculées précédemment, correspondent à peu près à l'abondance en oxygène de la galaxie la plus sous abondante connue, IZw 18. Or, l'abondance dans les galaxies est mesurée via l'observation des raies d'émission nébulaires en provenance des régions ionisées par ces mêmes étoiles. On peut donc s'attendre à ce que les abondances mesurées reflètent, non pas la métallicité au début de la formation stellaire, mais une métallicité plus élevée, due à la "pollution" par les étoiles ionisantes (Kunth & Sargent 1986). Dans ce cas, le sursaut de formation stellaire observé dans IZw 18 serait peut-être le premier, l'enveloppe de gaz neutre extérieur à la région HII serait alors composée de matière primordiale non enrichie et le contraste d'abondance entre la région enrichie et la région "primordiale" serait alors

maximal. La zone de transition devrait donc présenter une variation forte et brutale de l'abondance.

Lorsque nous débutons ce travail, Kunth et al. (1994) viennent d'observer IZw 18 avec le télescope spatial Hubble. Leurs observations, dans le domaine ultraviolet, révèlent la présence de raies d'absorption, probablement saturées, dues à OI et SiII. Il n'est donc pas possible de mesurer leur profil, cependant leur largeur équivalente est déterminée avec précision. Connaissant leur largeur équivalente W (en Å), la densité de colonne N (en cm^{-2}) d'atomes produisant l'absorption (dans le cas d'une raie non saturée) peut être déterminée grâce à la relation:

$$W = 8.85 \cdot 10^{-13} \lambda^2 f N \quad (7.1)$$

où λ est la longueur d'onde (en μm) et f la force d'oscillateur. Cependant, lorsque les raies d'absorption sont saturées, leur largeur équivalente et leur profil dépendent plus de la dispersion de vitesse dans le nuage absorbant que de sa densité. Aussi, les raies de OI et SiII étant saturées, une correction de la saturation, prenant en compte la dispersion de vitesse dans le gaz absorbant s'avère nécessaire. Celle-ci peut être obtenue à partir de la table 2 de Strömgren (1948). Kunth et al. (1994) montrent, en utilisant les modèles de Stasinska (1990), que l'essentiel de l'absorption doit provenir du gaz neutre HI. En utilisant la dispersion de vitesse ($\delta v = 45 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$) observée avec le VLA dans le gaz HI par Viallefond & Lequeux (non publié), ils en déduisent une densité de colonne d'oxygène de l'ordre de $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, ce qui rapporté à la densité de colonne du HI ($3.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) donne une abondance de $7.9 \cdot 10^{-7}$ en nombre, soit près de 20 fois moins que dans la région HII ($1.75 \cdot 10^{-5}$). L'hypothèse de Kunth & Sargent (1986) semble alors se confirmer, et IZw 18 apparaît alors comme l'objet idéal à étudier pour déterminer la taille caractéristique de l'enrichissement dû au sursaut de formation stellaire actuel.

Cependant, les résultats de Kunth et al. (1994) furent rapidement tempérés par Pettini & Lipman (1995) qui montrèrent que la correction de la saturation des raies était extrêmement sensible à l'hypothèse faite sur la dispersion de vitesse. A titre d'exemple, une dispersion de vitesse de 37 km.s^{-1} conduit à une abondance comparable à celle de la région HII, et si l'on réduit cette dispersion de vitesse à 18 km.s^{-1} , l'abondance déduite est solaire. La possibilité que la dispersion de vitesse mesurée grâce aux observations du VLA soit biaisée vers une valeur supérieure par la présence de plusieurs nuages à différentes vitesses n'étant pas exclue, Pettini & Lipman (1995) conclurent que l'abondance dans le HI n'était pas contrainte par les observations de Kunth et al. (1994). La question de "l'auto-enrichissement" des régions HII restant un problème ouvert, la nécessité de nouvelles observations s'imposait.

Deux nuits d’observations de IZw 18 avec le télescope de 3.6m du CFH furent donc obtenues, afin de mesurer l’abondance le plus loin possible du centre de formation stellaire, dans l’espoir de mettre en évidence une zone de discontinuité. Mais avant de poursuivre, nous présenterons en détail l’objet de notre étude, la galaxie naine bleue IZw 18.

7.2 IZw 18 en long en large et en travers

La galaxie IZw 18 fut décrite pour la première fois par Zwicky (1966) comme un “système double de galaxies compactes” séparées de 5.6” reliées par un “pont” de matière. Mais c’est au début des années 1970 qu’elle devint l’un des objets les plus fameux du “bestiaire” extragalactique, lorsque Sargent & Searle (1970) la définirent comme une “région HII extragalactique isolée” et démontrèrent son extrême sous-abondance (Searle & Sargent 1972). En dépit de centaines d’articles scientifiques qui lui furent consacrés, la nature profonde de IZw 18 reste encore sujette à controverse, et les nombreuses recherches de galaxies plus sous abondantes (Terlevich et al. 1991; Masegosa et al. 1994), n’ont pas réussi à révéler un objet susceptible de lui ravir le statut de la galaxie la plus sous-abondante de l’univers local.

Située à près de 10 Mpc (table 7.1), IZw 18 est une galaxie irrégulière, présentant deux régions de formation stellaire relativement brillantes. La plus intense est localisée dans la région nord-ouest (NW), la seconde est située au sud-est (SE). Parmi les principales observations en imagerie de IZw 18, les plus remarquables sont celles de Hua et al. (1987); Davidson et al. (1989); Dufour & Hester (1990); Hunter & Thronson (1995); Martin (1996); Petrosian et al. (1997). Ces différentes études ont peu à peu révélé une structure plus complexe qu’elle ne le semblait au départ (Zwicky 1966) sur les images du mont Palomar (fig.7.1) avec, non seulement deux condensations stellaires principales contenant plus de la moitié des étoiles massives, mais aussi de nombreuses étoiles réparties sur toute la galaxie (Hunter & Thronson 1995) et associées le plus souvent à de petites régions HII (Petrosian et al. 1997). De plus, le maximum de l’émission nébulaire de la région NW ne coïncide pas spatialement avec le centre de la distribution stellaire de cette même région, la région HII étant décalée de près d’une seconde d’arc (soit environ 48 pc avec $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) vers l’est par rapport aux étoiles (Martin 1996).

Par ailleurs, plusieurs coquilles de gaz ionisé, de tailles différentes, ainsi que des filaments de matière ionisée (Hunter & Thronson 1995; Martin 1996) ont été observés (fig.7.2), ainsi que plusieurs régions stellaires relativement éloignées des deux composantes centrales (Dufour & Hester 1990). On notera

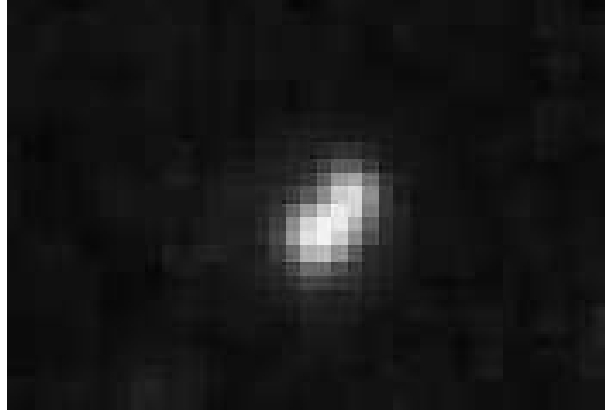


FIG. 7.1 – IZw 18 sur les plaques du Palomar Sky Survey digitalisées. Le nord est en haut et l'est à gauche.

TAB. 7.1 – IZw 18: carte d'identité

			Sources
Noms:	IZw18, UGCA 166, Mkn 116 KUG 0930+554, CGPG0930.5+5527 A0930+55A (RC2)		NED
Position:	$\alpha(2000) = 9 \text{ h } 34 \text{ m } 02.1 \text{ s}$ $\delta(2000) = +55^\circ 14' 25''$		NED
Vitesse radiale héliocentrique:	$744 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ (NW) $782 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ (SE)		Petrosian et al. (1997) Petrosian et al. (1997)
Inclinaison:	55°		Van Zee et al. (1998)
Distance:	$\simeq 10 \text{ Mpc}$ ($H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$)		
Echelle:	$1'' \simeq 50 \text{ pc}$		
Taille:	HI (à 10^{20} cm^{-2}) H α Continu	$60'' \times 45''$ ($2.2 \times 2.9 \text{ kpc}$) $1.5 \times 1.5 \text{ kpc}$ $840 \times 610 \text{ pc}$	Van Zee et al. (1998) Dufour & Hester (1990) Dufour & Hester (1990)
Masse:	HI Total:	$7 \cdot 10^7 \text{ M}_\odot$	Van Zee et al. (1998)
	Dynamique:	$2.6 \cdot 10^8 \text{ M}_\odot$	Van Zee et al. (1998)

tout particulièrement la présence de deux bulles de gaz (Martin 1996) provenant de la région NW et susceptibles de constituer les lobes d'une "superbulle", de près de 900 pc, orientée suivant un axe NNE-SSW ($PA \simeq 8^\circ$), en expansion à une vitesse de 30 à 60 km/s, probablement générée par le sursaut de formation stellaire.

Pour ce qui est du gaz neutre HI, IZw 18 a été observée principalement par Lequeux & Viallefond (1980), Viallefond et al. (1987) et récemment par Van Zee et al. (1998). La structure du gaz neutre se révèle assez complexe, présentant de nombreuses composantes (Lequeux & Viallefond 1980; Viallefond et al. 1987). La principale, asymétrique et allongée suivant un angle de

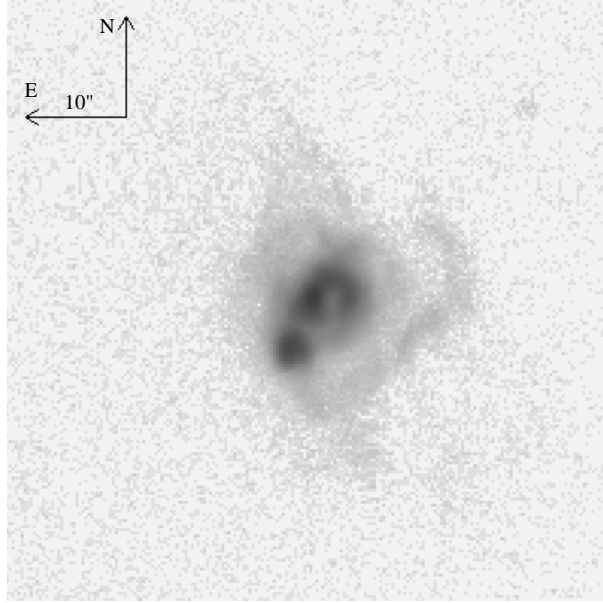


FIG. 7.2 – *IZw 18 en $H\alpha$ observée par Martin (1996). L'échelle d'intensité est logarithmique de façon à révéler la structure interne de la nébuleuse ainsi que la "super-bulle" (NNE-SSW) et le filament au NW de la région NW.*

147° , coïncide avec les régions de plus forte brillance de surface. La courbe de rotation mesurée par Van Zee et al. (1998), en accord avec celle mesurée par Petrosian et al. (1997) dans le domaine optique, révèle une rotation de corps solide caractérisée par $\frac{dV}{dR} = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ pour la partie centrale de la galaxie (régions NW et SE). La masse dynamique déduite de ces observations est $2.6 \cdot 10^8 M_\odot$. Enfin, la dispersion de vitesse dans le gaz HI sur la ligne de visée de la région observée par Kunth et al. (1994) a pu être mesurée par Van Zee et al. (1998). Elle diffère beaucoup de celle utilisée par Kunth et al. (1994). En effet, il semble que la dispersion de vitesse mesurée par Viallefond & Lequeux ait été augmentée par la prise en compte de deux nuages se déplaçant à des vitesses différentes, non séparés par leurs observations (F. Viallefond, communication privée). La réanalyse des résultats de Kunth et al. (1994), sur la base des critiques de Pettini & Lipman (1995) a amené Van Zee et al. (1998) à estimer l'abondance dans le gaz neutre de IZw 18 à environ 1/60ème de l'abondance solaire, soit comparable à celle de la région HII.

Enfin, une composante diffuse de faible densité de colonne ($5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$), s'étendant principalement vers le sud, sans contrepartie optique détectée, enveloppant la galaxie et contenant une fraction non négligeable du gaz neutre ($\simeq 35\%$), a été observée par Van Zee et al. (1998). Bien que ces auteurs n'aient pas donné de taille pour cette composante, il semble, d'après leurs

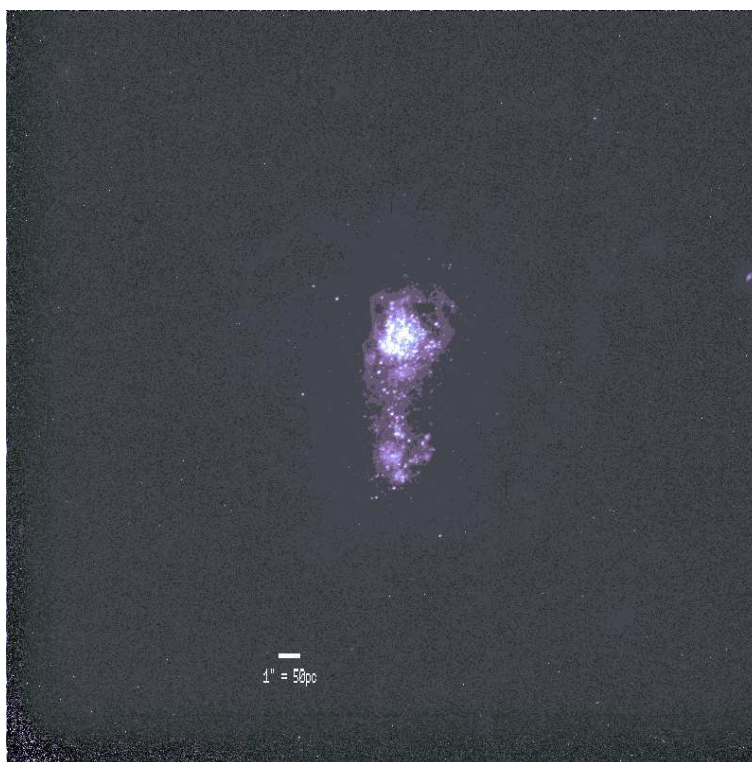


FIG. 7.3 – IZW 18 observée par la caméra à grand champ à bord du télescope spatial. Le filtre (*F555W*) utilisé par Hunter & Thronson (1995) pour réaliser cette image permet de révéler les étoiles massives. Le nord est à 45° par rapport à la verticale, dans le sens trigonométrique.

images, que ses dimensions soient de l'ordre de $1'30'' \times 1'10''$ (4.4×3.4 kpc).

Dans le domaine X, IZW 18 a été observée par le compteur proportionnel PSPC à bord du satellite ROSAT. Martin (1996) rend compte d'une source X, située à $2.6''$ W et $6.6''$ S du pic de l'émission dans le continu, qu'elle attribue à IZW 18. Il est à noter que les erreurs de pointage de cet ordre de grandeur sont typiques de ROSAT. D'ailleurs, Fourniol (1998) affirme que *l'émission X coïncide spatialement avec I Zw 18*. Ces deux auteurs s'accordent à dire que la source X n'est pas résolue et donc ne s'étend pas sur plus de 1.5 kpc. Une forte éruption solaire étant intervenue lors de l'observation de IZW 18 par ROSAT (Fourniol 1998), les données obtenues ne permettent qu'une estimation assez peu fiable de la luminosité X ($\simeq 10^{39}$ erg s $^{-1}$).

Différentes observations de IZW 18 ont permis d'obtenir sa magnitude dans la plupart des bandes de longueur d'onde. Ces résultats sont rassemblés

TAB. 7.2 – *IZw 18: Photométrie*

Bande		Sources
U ^a	15.52 ± 0.04	Huchra (1977)
B ^a	16.28 ± 0.03	Huchra (1977)
V ^a	16.11 ± 0.05	Huchra (1977)
R ^a	15.72 ± 0.03	Huchra (1977)
J ^a	16.54 ± 0.11	Thuan (1983)
H ^a	16.03 ± 0.15	Thuan (1983)
K ^a	15.92 ± 0.22	Thuan (1983)
1482 Å	1.55 ± 0.17 ^b	Kinney et al. (1993)
1913 Å	0.86 ± 0.10 ^b	Kinney et al. (1993)
2373 Å	0.46 ± 0.13 ^b	Kinney et al. (1993)
2700 Å	0.38 ± 0.06 ^b	Kinney et al. (1993)
U-B	-0.78 ± 0.04	Thuan (1983)
B-V	0.15 ± 0.03	Thuan (1983)
V-R	0.41 ± 0.03	Thuan (1983)
J-H	0.52 ± 0.18	Thuan (1983)
H-K	0.11 ± 0.27	Thuan (1983)
V-K	0.57 ± 0.23	Thuan (1983)

^a *magnitude*^b 10⁻¹⁴ erg cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹

dans la table 7.2. Il est à noter que les observations de Thuan (1983) ont été réalisées dans une ouverture de 8'' seulement et, de ce fait, sont susceptibles de n'avoir pas inclus une éventuelle contribution sous-jacente d'une population stellaire vieille étendue comme l'a démontré Doublier (1998) pour plusieurs objets. Cependant, étant donné la faible évolution de IZw 18 (voir plus loin), il est toutefois peu probable qu'une importante population vieille soit présente. Par ailleurs, les couleurs¹ indiquées par Thuan (1983) tiennent compte de la différence de taille de l'ouverture utilisée pour obtenir les magnitudes dans les différentes bandes (15'' en U, B, V, R et 8'' en J, H, et K). IZw 18 n'a pas été détectée par le satellite IRAS (Kunth & Sèvre 1986; Mazzarella et al. 1991) ni dans le domaine d'émission de la molécule CO (Arnault et al. 1988), vraisemblablement à cause de son faible contenu en métaux et en poussières (Skillman & Kennicutt 1993).

La célébrité de IZw 18 tient en grande partie au fait que son abondance est réputée être la plus faible de toutes les galaxies connues dans l'univers local.

1. Les erreurs données par Thuan (1983) sont vraisemblablement sous estimées; en effet, Huchra (1977) donne par exemple une valeur de la couleur B-V de 0.19 tandis que Thuan (1983) indique 0.15, la différence étant supérieure à l'erreur de 0.03 indiquée dans la table 7.2

TAB. 7.3 – *IZw 18: Abondances*

	région NW	région SE	Sources
Te(O ⁺⁺)	19600 ± 900 K	17200 ± 1200 K	Skillman & Kennicutt (1993)
log(O/H)	-4.83 ± 0.04	-4.74 ± 0.05	Skillman & Kennicutt (1993)
log(N/O)	-1.56 ± 0.09	-1.60 ± 0.06	Skillman & Kennicutt (1993)
log(Ne/O)	-0.81 ± 0.03	-0.75 ± 0.06	Skillman & Kennicutt (1993)
log(S/O)	-1.69 ± 0.05	-1.71 ± 0.08	Skillman & Kennicutt (1993)
log(Ar/O)	-2.16 ± 0.02	-2.27 ± 0.03	Izotov & Thuan (1998)
log(C/O)	-0.63 ± 0.10	-0.56 ± 0.09	Garnett et al. (1997)
log(Si/O)	-1.52 ± 0.22		Garnett et al. (1995a)

Précisons qu’il s’agit là de l’abondance dans le gaz, mesurée grâce aux raies nébulaires émises par celui-ci, et non pas de l’abondance dans les étoiles. La première mesure d’abondance en oxygène dans IZW 18 fut réalisée par Searle & Sargent (1972). Depuis, bon nombre de mesures, plus précises, concernant différents éléments chimiques et à diverses positions dans la galaxie ont été faites. On peut citer, entre autres Lequeux et al. (1979); French (1980); Kinman & Davidson (1981); Dufour et al. (1988); Skillman & Kennicutt (1993); Kunth et al. (1994); Garnett et al. (1995b); Martin (1996); Garnett et al. (1997); Izotov & Thuan (1998); Legrand et al. (1998). Toutes ont confirmé l’extrême sous-abondance de cet objet par rapport au voisinage solaire. Nous avons rassemblé les différentes mesures disponibles pour les deux régions de IZW 18 dans la table 7.3. On retiendra que l’abondance en oxygène est environ 1/50 ème solaire. Toutefois, Campbell (1990), en utilisant une méthode d’analyse différente de celle utilisée “classiquement” suggère une abondance plus élevée (mais encore très faible).

L’extrême sous abondance et la couleur bleue de IZW 18 ont incité Searle & Sargent (1972) à proposer que cet objet pouvait être “jeune” au sens où la formation stellaire pourrait y avoir débuté récemment. L’épisode de formation stellaire actuel serait alors le premier dans l’histoire de la galaxie. Alternativement, un épisode de formation d’étoiles pourrait avoir eu lieu par le passé puis s’être interrompu pendant une période très longue pour ne reprendre que récemment. Dans ce cas, IZW 18 ne serait pas une galaxie “jeune”. La discussion de ces deux modèles d’évolution de IZW 18 s’inscrit dans l’étude plus générale de la formation des galaxies (où, quand et comment, les galaxies se forment-elles?). Aussi, de nombreuses études ont été menées pour trancher ce débat, sans qu’aucune ne parvienne à établir une réponse définitive à ce problème épineux.

Entre autre, Kunth et al. (1995), à l’aide d’un modèle d’évolution chimique des galaxies, ont montré que l’abondance en oxygène de IZW 18 pou-

vait tout autant être due au seul sursaut de formation stellaire actuel qu'à deux épisodes de formation d'étoiles, l'actuel et un passé, séparés d'au moins 1 milliard d'années. Par ailleurs, Hunter & Thronson (1995) n'ont pas trouvé de trace d'étoiles plus âgées que quelques dizaines de millions d'années.

Cependant, le rapport d'abondance du carbone sur l'oxygène, relativement élevé, ne semble pas caractéristique d'un sursaut de formation stellaire, et indiquerait plutôt un enrichissement plus ancien dû à un épisode de formation stellaire passé (Garnett et al. 1997).

Le débat reste donc ouvert.

Chapitre 8

Observations et résultats

*Où penchés à l'avant des blanches caravelles,
Ils regardaient monter en un ciel ignoré
Du fond de l'Océan des étoiles nouvelles.*

José-Maria de Heredia
Les Conquerants

IZw 18 a donc été observée avec pour objectif de mesurer son abondance en oxygène le plus loin possible du centre de formation stellaire, dans l'espoir de mettre en évidence une région de discontinuité où la métallicité chuterait brutalement. La méthode d'observation retenue est celle de la spectroscopie à longue fente. Aussi, avant de décrire les observations et les résultats qui en découlent, présentons brièvement cette technique.

8.1 La spectroscopie à fente longue

L'avantage de cette technique réside principalement dans la possibilité d'obtenir, en une seule observation, le spectre de nombreuses régions d'un même objet. Le principe consiste à utiliser un spectrographe doté d'une fente dont la longueur est grande. Cette fente est placée sur l'image de la galaxie fournie par le télescope. Le spectrographe décompose la lumière suivant les longueurs d'ondes, perpendiculairement à la direction de la fente. A chaque position suivant cet axe, on obtient l'image de la fente à la longueur d'onde correspondante. La lumière émergeant du spectrographe est donc répartie suivant deux directions et forme une **image** qui est enregistrée à l'aide d'une

caméra CCD. L'axe d'orientation de la fente est appelé *l'axe spatial*, tandis que la direction perpendiculaire définit la *direction spectrale*.

Un moyen d'augmenter le rapport signal/bruit des observations consiste à augmenter le temps d'observation. Cependant, dans la pratique, une pose ne peut être prolongée indéfiniment, car la caméra CCD servant à enregistrer les images étant en permanence traversée par des *rayons cosmiques* qui saturent ponctuellement les pixels du détecteur. Si la pose dure trop longtemps, tous les pixels sont saturés et plus aucun signal scientifique ne peut être enregistré. Par conséquent, il est nécessaire de fragmenter les poses, de façon à limiter sur chaque image le nombre de pixels saturés, et de recombinaison par la suite les images. Cette dernière opération permet de “supprimer” les rayons cosmiques par l'application d'un filtre médian. Typiquement, chaque pose doit être d'une durée inférieure à une heure.

Avant de pouvoir exploiter scientifiquement cette image, un certain nombre de corrections et de calibrations doivent être réalisées (réduction des observations). Trois grandes étapes peuvent être distinguées:

- Les **corrections** ont pour but de corriger les imperfections de l'instrumentation utilisée. Il s'agit là essentiellement des corrections du signal de la caméra CCD à vide (“bias”), des variations de la sensibilité individuelle des pixels (“Flat-Field”), de la dérive du signal avec le temps (courant d'obscurité ou “dark count”) et de l'illumination de la fente (“vignetting”). Ces corrections s'appliquent à tous les types d'images enregistrées avec des caméras CCD.
- La **calibration** des spectres permet d'établir la correspondance entre la position suivant l'axe spectral et la longueur d'onde d'une part (calibration en longueur d'onde) et entre le nombre de coups enregistrés par la caméra CCD et le flux reçu d'autre part (calibration photométrique). Pour cela, on réalise:
 - un spectre d'une lampe émettant des raies dont la longueur d'onde est parfaitement définie (calibration en longueur d'onde).
 - un spectre d'une étoile standard au flux bien connu (calibration photométrique).
- La **combinaison** des images et l'**extraction** des spectres. La première opération consiste à aligner parfaitement les images et à en faire la moyenne en excluant les pixels saturés par les rayons cosmiques. La seconde a pour but d'extraire les spectres à différentes positions le long de la fente.

Les deux dernières étapes sont spécifiques à la réduction des observations spectroscopiques à longue fente.

8.2 Observations

17 spectres de la région NW de IZw 18 de 3000 secondes chacun ont été obtenus au télescope de 3.6 m du CFH (Canada France Hawaii) durant trois nuits successives, du 1er au 4 février 1995, avec le spectrographe MOS et la caméra CCD (non amincie) Loral 3 (2048×2088 pixels). La fente longue ($5' \times 1.52''$) était inclinée de 45° vers l'est par rapport au nord (angle de position $PA = 45^\circ$). Le domaine spectral couvert s'étendait de 3700 à 6900 Å. Aucun filtre n'a été utilisé pour couper une éventuelle contribution des spectres d'ordres supérieurs. En effet, le seul filtre qui aurait pu être employé à cet effet ne laissait passer que le domaine 4000-8900 Å, ce qui aurait interdit l'observation de $OII\lambda 3727$. Une contamination par les ordres supérieurs à donc pu intervenir. La comparaison de deux étoiles de calibration (Feige 34 et EG248), présentant des spectres différents, donc des possibles contaminations par des ordres supérieurs différentes, nous a permis de vérifier que cet effet n'affectait que l'extrémité la plus rouge du spectre et pas ou très peu les raies mesurées. La résolution spatiale de 0.3145 arcsec/pix, combinée à une dispersion de 1.58 Å/pix a permis d'atteindre une résolution spectrale de près de 8.2 Å (mesurée sur les raies de calibration). La turbulence ("seeing") durant les trois nuits s'est maintenue entre 1 et 1.5 secondes d'arc.

8.3 Réduction

Les spectres ont été réduits à l'aide du logiciel IRAF. Nous distinguerons les trois étapes décrites précédemment dans le processus de réduction des spectres.

8.3.1 Corrections

Des structures (variations de basse fréquence et faible amplitude du signal moyen), différentes d'une pose à l'autre, étaient présentes sur toutes les images, suivant l'axe de dispersion. Ces structures étaient également présentes sur la partie non exposée du CCD (overscan). Par ailleurs, les valeurs médianes des deux séries d'images "bias" obtenues différaient de 4 coups, différence non négligeable lorsque l'on sait que le niveau moyen du fond de ciel était d'une quinzaine de coups sur les images scientifiques. Une fonction "spline" d'ordre 3 en 5 morceaux a donc été ajustée sur les structures présentes dans l'overscan de chaque image puis soustraite à chaque image. Ce traitement a fait disparaître, les différences de niveau moyen des "bias" ainsi que les structures suivant l'axe de dispersion. Les différentes images "bias"

ont alors été combinées sans que l'image résultante ne présente de variation supérieure à 0.1% de la valeur moyenne. Cette valeur moyenne (1.28) a ensuite été soustraite à l'ensemble des images, puis la dimension de celles-ci réduite de façon à supprimer les parties non exposées.

La seconde étape du processus de correction consistait à corriger les variations de réponse des pixels individuels et de l'illumination de la fente. Pour cela, 4 "flat-fields" obtenus sur le dôme du télescope et un "flat-field" obtenu sur le ciel étaient disponibles. Les premiers ont été utilisés pour corriger de la différence de réponse des pixels individuels et le second pour corriger les différences d'illumination de la fente dans les conditions réelles de l'observation. Ce choix a été motivé par la grande différence d'illumination de la fente entre les deux types de "flat-fields".

Les 4 "flat-fields" obtenus sur le dôme ont d'abord été combinés, puis une surface reproduisant les variations basse fréquence de l'image résultante ajustée. Nous avons ensuite divisé cette dernière par l'ajustement afin d'obtenir une image normalisée à 1, représentant les variations de sensibilité pixels-pixels de la caméra CCD, débarrassées des phénomènes d'illumination de la fente et de la forme du spectre de la lampe ayant servi à illuminer le dôme. Les fonctions utilisées pour ajuster la surface représentant les variations basse fréquence du "flat-field dôme" étaient des fonctions spline cubique comportant 4 morceaux suivant l'axe spatial (illumination de la fente) et 100 suivant l'axe de dispersion (forme du spectre de la lampe). L'image ainsi obtenue constitue la *réponse* de la caméra CCD.

Le "flat-field" obtenu sur le ciel a été utilisé afin d'obtenir la correction à apporter aux images pour tenir compte de la différence d'illumination de la fente (généralement plus éclairée au centre que sur les bords). Cette image a d'abord été divisée par la *réponse* obtenue précédemment puis sommée suivant l'axe spatial afin d'obtenir la forme du spectre du ciel. Elle a ensuite été divisée par ce spectre pour obtenir une image ne contenant plus que les informations concernant l'illumination de la fente ("vignetting"). Enfin, une surface (fonctions "spline" cubiques en 5 parties suivant l'axe spatial et 2 suivant l'axe spectral) lui a été ajustée. L'ajustement (*illumination*) représente la correction de "vignetting" à apporter aux images pour les corriger des effets d'illumination.

La *correction totale* correspond au produit des images de *réponse* et d'*illumination*. L'ensemble des images a été divisé par cette *correction totale*.

La procédure que nous venons de décrire n'est pas tout à fait standard. En effet, on utilise généralement les "flat-field dôme" pour corriger de l'ensemble des variations (réponse et "vignetting") puis éventuellement les "flat-field ciel" pour apporter une éventuelle correction supplémentaire d'illumination. Dans notre cas, les différences d'illumination entre les "flat-field dôme" et

“ciel” étaient si importantes qu’une telle procédure introduisait des “oscillations” importantes dans la correction additionnelle, dues au haut degré des fonctions à ajuster pour calculer celle-ci. La méthode que nous avons utilisée limite ces “oscillations”. Après de nombreux tests, nous avons constaté que la méthode retenue n’introduisait pas de fluctuations supérieures à 4 % suivant l’axe spatial (contre 12 % avec la méthode “standard”). Suivant l’axe spectral, la procédure est susceptible d’avoir introduit de petites variations (toujours inférieures à 3 %) qui, normalement, seront corrigées lors de la calibration photométrique.

8.3.2 Calibration

Les calibrations spectrales et photométriques ont été réalisées suivant la procédure standard à l’aide d’un spectre utilisant une lampe Helium-Néon et de cinq spectres de 50 secondes de l’étoile standard Feige 34. Afin de tenir compte de la dépendance de la réfraction atmosphérique avec la longueur d’onde, les spectres de Feige 34 ont été réalignés avant d’être combinés. La calibration spectrale appliquée au spectre de l’étoile standard nous a permis d’évaluer la précision de cette opération à mieux que 0.5 %.

8.3.3 Extraction

Une fois calibrés, les 17 spectres se devaient d’être combinés afin d’augmenter le rapport signal sur bruit et de bénéficier pleinement du long temps d’observation obtenu. Une première analyse des images a révélé une légère différence dans le profil spatial des raies entre les observations des différentes nuits. Nous avons interprété cela comme étant dû à une position de fente légèrement différente d’une nuit à l’autre (liée à la précision de pointage du télescope) mais n’excédant toutefois pas la seconde d’arc. Par ailleurs, les spectres n’étaient pas parfaitement alignés sur les colonnes de la caméra CCD, et ce, en raison de la réfraction atmosphérique différentielle. Nous avons donc d’une part redressé les spectres de façon à corriger les effets de réfraction, et d’autre part aligné les maximums de l’émission dans le continu de toutes les images avant de combiner l’ensemble des observations. Cette dernière opération a permis la suppression des rayons cosmiques présents sur les images individuelles et l’augmentation sensible du rapport signal sur bruit.

A l’issue de cette procédure, nous avons constaté la présence d’une *lumière diffuse* anormale dans la partie de l’image correspondant aux courtes longueurs d’ondes (bleu). Cette *lumière diffuse* était déjà présente sur l’ensemble des images obtenues après de long temps de pose, mais pas sur les courtes poses. Nous n’avons pas pu déterminer son origine exacte, mais nous

suspectons soit une légère dérive de la température de l'alimentation du CCD, soit la présence de lumière diffusée dans l'instrument durant les poses longues. En l'absence d'images de courant d'obscurité (dark), nous avons donc du, pour la supprimer, utiliser une routine IRAF spécialement destinée à corriger des effets de lumière diffusée (APSCATTER). Enfin, le fond de ciel a été évalué en utilisant les parties les plus externes de l'image, puis soustrait. Ces corrections ont ramené les fluctuations dues à la *lumière diffuse* à moins de 0.5% du niveau du continu.

Les spectres ont ensuite été extraits en sommant le long de la fente. Une première ouverture utilisée mesurait 5 pixels (1.57") de large et l'extraction a été faite tous les 3 pixels. Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit (en particulier pour mesurer la raie faible OIII[4363] le plus loin possible), une extraction utilisant une ouverture plus large (12 pixels, *ie* 3.78") tous les 6 pixels (1.89") a également été réalisée. Enfin, afin de comparer nos résultats avec les observations précédentes (en particulier Skillman & Kennicutt (1993)) nous avons extrait un spectre intégré sur toute la région NW de la galaxie (25 pixels, soit 7.86", centrés sur le maximum de l'émission continue).

8.4 Des étoiles Wolf-Rayet dans IZw 18

L'un des résultats importants de cette étude fut la découverte d'étoiles du type Wolf-Rayet dans IZw 18 (Legrand et al. 1997b). Nous présentons brièvement, dans ce qui suit, ces étoiles particulières, avant de commenter leur présence dans IZw 18.

8.4.1 Les étoiles Wolf-Rayet

Les étoiles les plus massives de la séquence principale, dont le spectre dans le domaine visible, présente des raies d'absorption de l'hélium ionisé, sont classifiées de type O. Leur température effective s'étend de 30000 K à 50000 K, ce qui correspond à des masses supérieures à 20 M_{\odot} . Parmi elles, une classe d'étoiles, appelées étoiles Wolf-Rayet (WR), présente des raies d'émission larges et intenses, supposées formées dans leur vent stellaire. Ces étoiles de population I, très chaudes ($T_{eff} = 3$ à $9 \cdot 10^4$ K) et lumineuses ($10^{4.5}$ à $10^6 L_{\odot}$), sont reconnues être les descendantes directes des étoiles O les plus massives (Maeder 1982). Il semble que les vents stellaires puissants de ces étoiles (jusqu'à $10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$) entraînent une éjection de l'enveloppe externe, découvrant les parties les plus internes où ont lieu les réactions nucléaires. La période, très courte (environ 10% de la durée de vie sur la séquence principale d'une étoile O, soit de l'ordre de quelques 10^5 ans), où les

produits des réactions nucléaires de combustion de l'hydrogène sont visibles directement à la surface de l'étoile correspond à la phase Wolf-Rayet (Conti et al. 1983). La durée de cette phase dépend essentiellement du taux de perte de masse, c'est-à-dire de la vitesse à laquelle l'étoile se débarrasse de son enveloppe externe, mais aussi de la durée de vie totale de l'étoile, c'est-à-dire la vitesse à laquelle elle transforme l'hydrogène en hélium (Maeder & Meynet 1994). Par conséquent, pour qu'une étoile massive puisse entrer dans une phase WR, il faut qu'elle soit capable d'éjecter son enveloppe externe avant d'avoir achevé sa combustion interne. A ce titre, la métallicité initiale de l'étoile et sa masse sont les paramètres les plus importants. En effet, plus la masse de l'étoile est élevée, plus les vents stellaires sont puissants et par conséquent, l'étoile atteindra plus vite sa phase WR. A contrario, une étoile de masse trop faible ne développera pas de vents suffisamment intenses pour atteindre la phase WR. D'autre part, plus la métallicité est élevée, plus la pression de radiation est efficace pour éjecter l'enveloppe externe, et plus vite l'étoile atteint la phase WR. Pour la même raison, la masse minimale d'une étoile pour entrer dans la phase WR diminue quand la métallicité augmente. Ces phénomènes sont décrits et quantifiés par Maeder & Meynet (1994) qui analysent entre autre les effets des différentes hypothèses sur les taux de perte de masse (encore mal connus). On se reportera donc à cette référence pour de plus amples détails. Nous retiendrons seulement que quand la métallicité est faible, seules les étoiles les plus massives sont susceptibles d'entrer -spontanément- dans la phase WR.

Depuis leur découverte par Wolf & Rayet (1867) de nombreux efforts ont été menés pour établir une classification de ces étoiles. Trois grandes catégories peuvent être identifiées, notées WN, WC et WO, sur la base de leurs propriétés spectroscopiques (Beals 1938; Smith 1968; Barlow & Hummer 1982). Les WN voient leur spectre dominé par les raies d'émission de l'hélium et de l'azote ionisés (entre autres NIII $\lambda\lambda$ 4634,4640, NIV λ 4057, NV $\lambda\lambda$ 4604,4620 et HeII λ 4686), tandis que les WC sont dominées par les raies de l'hélium, du carbone et de l'oxygène ionisés (entre autres CIII λ 4645, CIII λ 5696, CIV $\lambda\lambda$ 5801,5812 et OV λ 5592). Les WR de la dernière catégorie, les WO, plus rares que les précédentes, se distinguent par la présence de nombreuses raies de l'oxygène (OIV λ 3400, OVI $\lambda\lambda$ 3811,3834). Deux spectres typiques de WR (type WC et WN) sont donnés en figure 8.1 dans des régions centrées sur 4686 Å et 5808 Å. On voit que la localisation des raies larges et leur intensité relative permettent de distinguer les différents types. Chacun des types de WR est lui-même subdivisé en différents sous groupes numérotés 2 à 9 pour les WN, 4 à 9 pour les WC et 1 à 4 pour les WO, sur la base de l'intensité relative des raies d'émission. Cette classification correspond à une séquence d'excitation. Les étoiles WN de type 2 à 5 et les WC

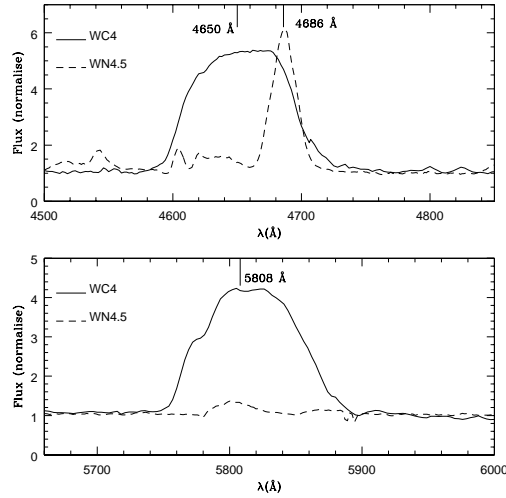


FIG. 8.1 – *Exemple de spectres d'étoiles WR. Deux spectres sont donnés (une WC4 et une WN5). Deux régions sont représentées, autour des raies larges caractéristiques à 4686 Å et 5808 Å. Les spectres sont respectivement les 19ièmes et 49ièmes des catalogues de Torres & Massey (1987) et Hamann et al. (1995).*

de 4 à 6 sont considérées de type précoce (degré d'ionisation élevé) et notées WNE et WCE tandis que celles de type 6 à 9 et 8 à 9 sont respectivement appelées de type tardif et notées WNL et WCL (Conti & Massey 1989; Conti et al. 1990). Il est généralement admis que les WR de type précoce sont plus chaudes que celles de type tardif, même si aucune corrélation nette n'a été mise en évidence entre la température et le type (Vacca & Conti 1992).

8.4.2 La détection des WR dans IZw 18

Nos observations (Legrand et al. 1997b) ont clairement mis en évidence la présence de deux bosses dans le spectre intégré, centrées respectivement à 4645 Å et 5820 Å (fig8.2). Ces bosses sont caractéristiques des étoiles WR de type WC (Smith 1968; Conti & Massey 1989). Toutefois, un certain nombre de raies nébulaires faibles peuvent apparaître dans ces régions, particulièrement autour de HeII λ 4686, et sont susceptibles, par leur accumulation, de former une “fausse bosse” qui peut être interprétée, à tort, comme provenant d'étoiles WR. Afin de nous assurer que la bosse observée dans le spectre était bien due à la présence d'étoiles WR, nous avons évalué la contribution de ces raies à l'aide du modèle de photoionisation de Stasinska & Leitherer

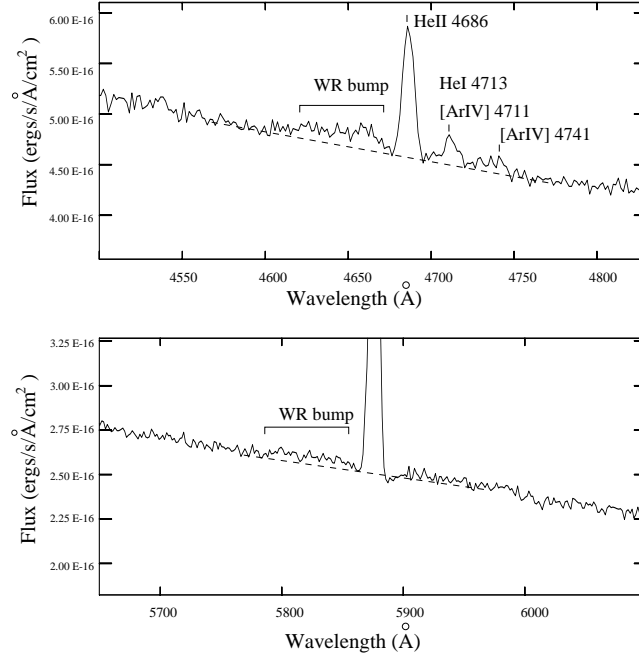


FIG. 8.2 – Région du spectre (intégré sur 7.8") de IZW 18 autour des raies nébulaires HeII λ 4686 (haut) et HeI λ 5876 (bas). La position du continu est indiquée par la ligne pointillée.

(1996). Aucun modèle ne reproduisant parfaitement les raies fortes observées (λ [OIII]5007, [OIII] λ 4363, [NeIII] λ 3869 et [OII] λ 3727) celui ayant les paramètres les plus proches de ceux de IZW 18 et donnant le meilleur accord avec les observations a été retenu. Après soustraction des raies nébulaires (données par le modèle) au flux dans la bosse (mesuré sur notre spectre), il est apparu que cette dernière ne pouvait être produite totalement par les raies nébulaires, et qu'une contribution provenant d'étoiles WR était nécessaire pour rendre compte des observations. Le nombre de WR requis pour rendre compte des flux observés, calculé à l'aide de la calibration en flux des étoiles WR de Smith (1991), a été évalué à une ou deux étoiles WC de type précoce (WCE) et aucune WN.

Ce faible nombre explique pourquoi ces étoiles n'avaient pas été clairement détectées jusqu'ici, malgré les nombreuses observations. La seule indication (marginale) pour la présence de WR dans IZW 18 avait été donnée par Hunter & Thronson (1995), mais compte tenu de la largeur de leur filtre, leur détection ne concernait que la raie nébulaire HeII λ 4686 et pas la "bosse" stellaire due aux WR (de Mello et al. 1998).

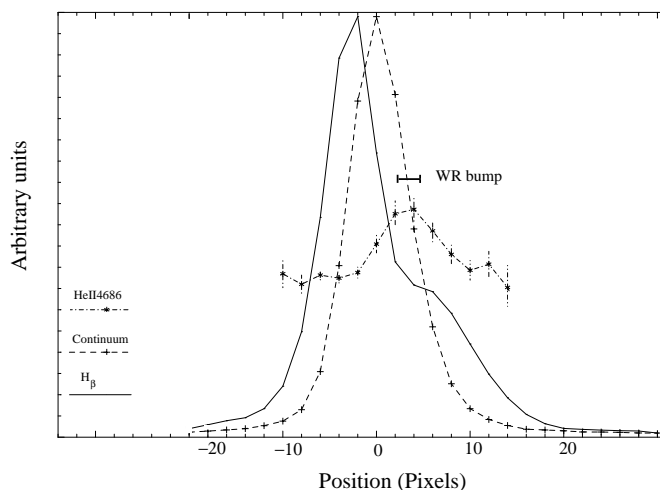


FIG. 8.3 – *Profil spatial des raies d'émission $H\beta$, $HeII\lambda 4686$ et du continu sous $H\beta$. La position où la bosse WR est observée est indiquée par un trait gras.*

Enfin, nous avons pu déterminer, grâce à nos spectres extraits le long de la fente, la région spatiale où la bosse due aux WR apparaissait. Il se trouve que cette région coïncide également avec le maximum de l'émission nébulaire de $HeII\lambda 4686$ (fig 8.3).

8.4.3 Les conséquences

On trouvera une discussion détaillée des conséquences de la découverte d'étoiles WR dans IZw 18 dans Legrand et al. (1997b). Nous ne livrerons ici qu'une synthèse rapide de nos travaux à la lumière des nouveaux résultats de de Mello et al. (1998).

La découverte d'étoiles WC (et l'absence de WN) dans un objet de si faible métallicité est apparue comme un fait relativement surprenant, les modèles "classiques" disponibles à cette époque ne prédisant pas d'étoiles WC ou une nette prédominance des WN (Cervino & Mas-Hesse 1994; Meynet 1995). Toutefois, la formation de ces étoiles peut être envisagée si l'on double les taux de perte de masse standard des étoiles massives à faible métallicité (Meynet 1995) ou si l'on considère la formation des WR dans des systèmes binaires (Schaerer & Vacca 1996; Cerviño et al. 1996). Par ailleurs, notre fente ne couvrait pas la totalité de la galaxie, aussi il est fort probable que nos observations ne rendent pas compte du nombre total d'étoiles WR dans IZw 18. En particulier, Izotov et al. (1997), avec une fente positionnée différemment

($PA = -41^\circ$), ont mis en évidence la présence de 5 WC mais aussi d'étoiles de type WN dont ils évaluent le nombre à 17. Toutefois, de Mello et al. (1998) en réanalysant les données de Izotov et al. (1997) ont montré que ces auteurs avaient vraisemblablement surestimé le nombre d'étoiles WR. En effet, la contribution des raies nébulaires $[FeIII]\lambda 4658$ $[ArIV]+HeI\lambda\lambda 4711, 4713$ et $[ArIV]\lambda 4740$ est susceptible d'avoir entraîné une surestimation d'un facteur deux de leur flux dans la bosse WR. De plus, la contribution des étoiles WC à la bosse à 4686 \AA n'a pas été prise en compte, entraînant l'attribution de la totalité du flux aux étoiles WN. Aussi, en prenant en compte ces remarques et en utilisant les luminosités d'étoiles WR données par Schaerer & Vacca (1998), de Mello et al. (1998) ont rammené le nombre d'étoiles WR déduit des observations de Izotov et al. (1997) à 4 WC4 et 4 WNL. De même, ces auteurs ont suggéré qu'une légère modification de la position du continu de nos observations permettait de rendre compte de la présence de une ou deux WN. Enfin, ces mêmes auteurs, en réanalysant les images disponibles dans les archives du HST, ont trouvé plusieurs sites susceptibles d'abriter des étoiles WR. Leurs positions peuvent expliquer la différence entre nos observations et celles de Izotov et al. (1997) par le fait que les fentes utilisées ne couvraient pas les mêmes régions de la galaxie. Leur étude montre également que les modèles sont susceptibles de rendre compte des différentes observations et confirme notre conclusion sur la formation des WR à faible métallicité, à savoir un taux de perte de masse supérieur au modèle "standard" ou une formation dans des systèmes binaires.

Ces résultats contraignent également assez fortement la fonction de masse initiale (IMF), les modèles de Cervino & Mas-Hesse (1994); Meynet (1995); de Mello et al. (1998) indiquant une masse minimum de 80 à 90 M_\odot pour une étoile individuelle pour entrer dans la phase WR.

Enfin, la corrélation spatiale entre le maximum d'émission de la raie $HeII\lambda 4686$ et la présence des étoiles WR suggère fortement que ces dernières, en raison de leur très forte température effective, sont responsables de cette émission nébulaire, comme l'avait proposé Schaerer (1996). En effet, la production de cette raie nécessite des photons ionisants très énergétiques, insuffisamment produits par les étoiles O, mais susceptibles d'être émis en suffisamment grande quantité par les étoiles WR (voir Legrand et al. 1997b, pour la discussion sur les différentes hypothèses quant à l'origine de cette raie). Le modèle et les images produites par de Mello et al. (1998) semblent confirmer l'hypothèse de Schaerer (1996) et notre interprétation.

8.5 La mesure de l'abondance

Disposant de spectres de IZw 18 d'excellente qualité, il nous fallait les interpréter en termes de température électronique, de densité et d'abondance. Aussi, avant de livrer nos résultats et d'en discuter l'interprétation, nous présenterons brièvement les méthodes de détermination de ces paramètres.

8.5.1 L'absorption stellaire et l'extinction interstellaire

Deux phénomènes modifient l'apparence des spectres et doivent de ce fait être pris en compte avant toute analyse, pour ne pas interpréter ces derniers de façon erronée.

L'absorption stellaire

Le premier d'entre eux, l'absorption stellaire, est dû à la présence de raies d'absorption provenant de l'atmosphère des étoiles géantes, principalement de type A, auxquelles se superposent des raies d'émission nébulaire. Ce phénomène affecte particulièrement les raies de l'hydrogène et de l'hélium. L'intensité des raies d'absorption d'une étoile dépend de son âge et de son type. Pour une galaxie, l'absorption stellaire sera donc fonction de son histoire de formation d'étoiles (sursaut ou formation continue, ancien ou récent) ainsi que de la proportion d'étoiles de chaque type formé, c'est-à-dire de la fonction de masse initiale (Olofsson 1995).

L'effet de l'absorption stellaire est de diminuer l'intensité apparente des raies d'émission nébulaires, essentiellement de l'hélium et de l'hydrogène. L'inconvénient est que ces dernières sont, entre autres, utilisées pour mesurer l'extinction interstellaire (cf § suivant). Il conviendra donc de corriger les raies nébulaires de l'hydrogène et de l'hélium de cet effet. Dans la pratique, il est relativement difficile d'évaluer l'intensité de l'absorption stellaire, ces raies étant “masquées” par l'émission nébulaire, beaucoup plus intense (l'absorption stellaire ne représente que quelques pour cent de l'émission nébulaire).

Toutefois, les raies d'absorption sont généralement plus larges que celles de l'émission nébulaire. Par conséquent, si la résolution spectrale est suffisante, on peut observer les ailes des raies d'absorption stellaire et, en ajustant un profil de Voigt, évaluer celles-ci.

Lorsque la résolution spectrale n'est pas suffisante, plusieurs alternatives sont possibles. On peut par exemple utiliser une valeur typique de l'absorption stellaire, généralement de l'ordre de 2 Å de largeur équivalente pour H β (McCall et al. 1985; Roy & Walsh 1987; Skillman & Kennicutt 1993),

ou alors évaluer celle-ci à l'aide d'un modèle de synthèse stellaire (Olofsson 1995). Il est aussi possible d'ajuster l'absorption stellaire de façon à ce que l'extinction interstellaire obtenue à l'aide des différentes raies de Balmer soit la même (méthode itérative). C'est cette dernière méthode (Kunth & Sargent 1983) que nous avons retenue.

L'extinction interstellaire

Le deuxième phénomène modifiant l'aspect du spectre, l'extinction interstellaire, affecte la totalité de celui-ci, sans exception. L'origine de celle-ci réside dans la faculté qu'ont les poussières d'absorber le rayonnement, de l'ultraviolet au visible, et de réémettre l'énergie ainsi captée dans l'infrarouge. Le spectre apparaît alors plus “rouge” qu'il n'est réellement, d'où le terme de “rougissement” également attribué à ce processus. On exprime généralement l'extinction interstellaire de la façon suivante (Osterbrock 1989):

$$F_\lambda = I_\lambda \cdot e^{-\tau_\lambda} \quad (8.1)$$

où F_λ est le flux observé à la longueur d'onde λ , I_λ le flux qui serait reçu en l'absence de poussières, et τ_λ l'épaisseur optique à la longueur d'onde considérée.

Si l'on suppose que les propriétés des poussières sont les mêmes partout, on s'attend à ce que la façon dont l'épaisseur optique varie avec la longueur d'onde soit “universelle”, mais que la valeur de celle-ci soit fonction de la quantité de poussières présentes dans la galaxie considérée. Ceci peut s'exprimer en écrivant:

$$\tau_\lambda = C_e \cdot f(\lambda) \quad (8.2)$$

où C_e est une “constante” appelée *coefficient de rougissement* ne dépendant que de l'objet observé, et $f(\lambda)$ une fonction “universelle” représentant la dépendance de l'extinction en fonction de la longueur d'onde, appelée *loi d'extinction*.

La relation donnant la correspondance entre le flux rougi et non rougi peut alors s'écrire:

$$F_\lambda = I_\lambda \cdot e^{-C_e \cdot f(\lambda)} \quad (8.3)$$

ou en utilisant la notation décimale:

$$F_\lambda = I_\lambda \cdot 10^{-c_{10} \cdot f(\lambda)} \quad (8.4)$$

avec $c_{10} = 0.434 C_e$. Par la suite, nous utiliserons la notation “standard”, à savoir un C majuscule pour le coefficient d’extinction logarithmique et un c minuscule pour le coefficient décimal.

Dans la pratique, on utilise souvent une loi d’extinction normalisée à $H\beta$ telle que $\tau(H\gamma) - \tau(H\alpha) = 0.5$. Lorsque c’est le cas, on indice le coefficient d’extinction C d’un $H\beta$ pour signaler que la fonction $f(\lambda)$ est normalisée à $H\beta$. Pour éviter les confusions, nous noterons par la suite $f'(\lambda)$ la loi d’extinction normalisée à $H\beta$. La valeur de $f'(\lambda)$ vaut donc $f(\lambda) - f(H\beta)$.

De même, on exprime généralement le flux des raies relativement au flux de $H\beta$. On a alors:

$$\frac{F_\lambda}{F_{H\beta}} = \frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} \cdot 10^{-c_{H\beta} \cdot f'(\lambda)} \quad (8.5)$$

Parfois, la loi d’extinction est donnée comme le rapport entre l’extinction à la longueur d’onde λ et l’extinction dans la bande B. Elle est alors notée $\xi(\lambda) = A_\lambda/A_B$.

Différents indicateurs de rougissement sont utilisés. Parmi les plus fréquemment utilisés on citera:

$$E_{B-V} = 0.707 c_{10}$$

$A_V = R_V E_{B-V}$ avec $R_V \simeq 3.1$. En toute rigueur, la valeur de R_V varie avec la loi d’extinction et vaut $\simeq 3.08$ pour la voie lactée, $\simeq 3.16$ pour le grand nuage de Magellan et $\simeq 2.93$ pour le petit nuage de Magellan (Pei 1992).

Différentes études ont été menées pour déterminer précisément la loi d’extinction, et il s’est avéré que celle-ci n’était pas universelle, vraisemblablement parce que les poussières ne sont pas du même type dans tous les objets (taille, température...). Aussi existe-t-il plusieurs lois d’extinction, relatives aux objets utilisés pour les déterminer. On citera parmi les plus fréquemment utilisées Whitford (1958); Seaton (1979); Savage & Mathis (1979); Cardelli et al. (1989) pour notre galaxie, Nandy et al. (1981); Howarth (1983) pour le grand nuage de Magellan (LMC) et Prevot et al. (1984) pour le petit nuage de Magellan (SMC). Ces lois sont reproduites sur la figure 8.4.

En toute rigueur, il faut donc, en fonction du type d’objet observé, combiner deux lois d’extinction, de façon à corriger d’une part de l’extinction due aux poussières dans l’objet observé (extinction propre ou interne) et d’autre part de l’extinction due aux poussières situées dans notre galaxie (extinction galactique). Cette dernière variera avec la quantité de poussières galactiques

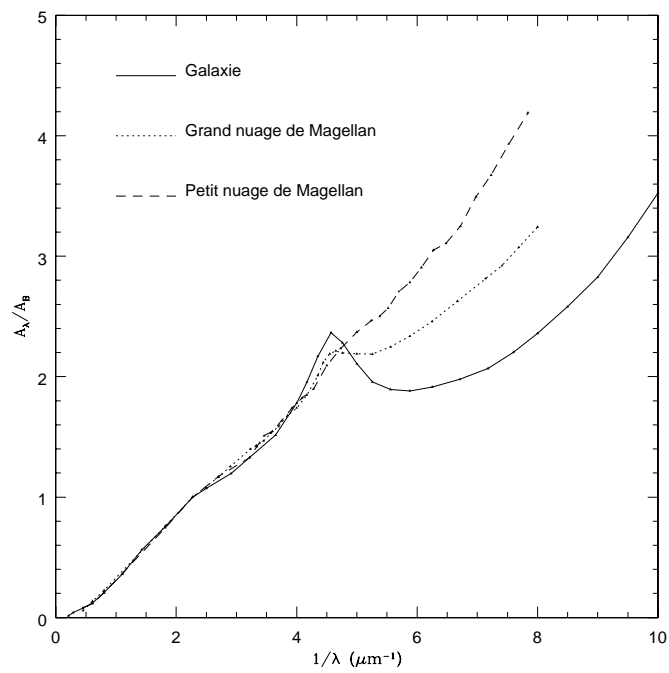


FIG. 8.4 – *Lois d'extinction pour la voie lactée, le petit et le grand nuage de Magellan (d'après Pei 1992).*

située sur la ligne de visée, donc avec la latitude galactique de l'objet observé. Cependant, dans le domaine optique, les différentes lois d'extinction sont à peu près identiques (elles diffèrent essentiellement dans l'UV) et de ce fait, l'ensemble de l'extinction peut-être corrigée en usant d'une seule loi et en déterminant un seul coefficient d'extinction.

Le principe de la détermination de l'extinction interstellaire est relativement simple. Il consiste à mesurer le rapport des intensités observées de raies dont le rapport théorique est connu. La comparaison des deux permet d'évaluer l'extinction interstellaire. On utilise généralement les raies de l'hydrogène dont les rapports d'intensité théorique ne sont pas trop dépendants des conditions physiques régnant dans la nébuleuse (abondances, densité, température...) et, de ce fait, peuvent être évalués à l'aide de modèles de régions HII. Osterbrock (1989) a montré que les rapports des raies de l'hydrogène étaient essentiellement sensibles à la température électronique et très peu à la densité comme on peut le constater dans la table 8.1. Dans le cas des galaxies à sursaut de formation stellaire de faible métallicité, la température électronique est généralement assez élevée, proche de 20000K. On utilisera donc les rapports des raies de Balmer donnés par Osterbrock (1989) pour une température de 20000K et une densité de 10^2 cm^{-3} et reproduits dans la table 8.1. L'inversion de l'équation 8.5 permet alors, connaissant la loi d'extinction de calculer le coefficient d'extinction:

$$c_{H\beta} = \frac{\log \frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} - \log \frac{F_\lambda}{F_{H\beta}}}{f'(\lambda)} \quad (8.6)$$

où $f'(\lambda)$ est la valeur de la loi d'extinction normalisée à $H\beta$ à la longueur d'onde λ . On aura donc intérêt à utiliser des raies séparées de $H\beta$ par un grand intervalle de longueur d'onde de façon à maximiser leur extinction et augmenter ainsi la précision sur la mesure de $c_{H\beta}$.

Bien évidemment, il faudra tenir compte de l'absorption stellaire pour corriger les flux mesurés des raies de Balmer avant de calculer l'extinction interstellaire (voir § précédent).

L'extinction et l'absorption dans IZw 18

Pour corriger nos spectres de l'extinction interstellaire, nous avons utilisé la loi d'extinction paramétrée par Seaton (1979). Nous avons tout d'abord supposé que l'absorption stellaire était la même pour les quatre raies de Balmer ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ et $H\epsilon$). Différentes valeurs de cette absorption stellaire ont ensuite été soustraites des raies mesurées, de façon à déterminer celle qui per-

TAB. 8.1 – *Rapports d'intensité de quelques raies de la série de Balmer de l'hydrogène d'après Osterbrock (1989)*

	T			
	10000 K		20000 K	
	10^2	10^4	10^2	10^4
Ne (cm^{-3})				
H α /H β	2.860	2.850	2.750	2.740
H γ /H β	0.468	0.469	0.475	0.476
H δ /H β	0.259	0.260	0.264	0.264
H ϵ /H β	0.159	0.159	0.163	0.163

mettait d'obtenir le meilleur accord entre les coefficients d'extinction obtenus avec les trois rapports des raies de Balmer. Par ailleurs, l'absorption stellaire étant due aux étoiles, nous avons limité la soustraction de l'absorption stellaire à la région centrale (3.8" soit 185 pc) où sont localisée la majorité des étoiles, en accord avec les images de Hunter & Thronson (1995).

Le meilleur ajustement des extinctions a été obtenu pour une valeur de l'absorption stellaire de 1.8 Å, proche de celle utilisée par Skillman & Kennicutt (1993). Cette valeur (1.8 Å) a donc été utilisée pour corriger de l'absorption stellaire, et l'extinction interstellaire évaluée comme décrit précédemment à toutes les positions le long de la fente. Celle-ci s'est révélée très petite en tous points, traduisant un contenu très faible en poussières, ce qui n'est pas étonnant vu l'extrême sous abondance de IZw 18. Le profil d'extinction interstellaire est donné en figure 8.5.

Les extinctions obtenues à l'aide des différents rapports des raies de Balmer sont en bon accord, avec toutefois une valeur systématiquement légèrement plus élevée pour celles évaluées à l'aide du rapport H α /H β . Cet effet disparaît si l'on augmente la valeur de la raie H β de seulement 4%, aussi cette différence n'est certainement pas réelle, mais reflète plutôt les incertitudes et les erreurs systématiques dans la réduction des données. L'approximation consistant à utiliser la même valeur de l'absorption stellaire pour toutes les raies de Balmer peut-elle être responsable de cette différence? Cette hypothèse ne semble pas solide étant donné que la différence des extinctions varie avec la position. Toutefois, en nous basant sur les résultats de Olofsson (1995), nous avons utilisé une absorption différente entre les raies de Balmer, principalement en diminuant et en augmentant l'absorption respectivement à H γ et H ϵ de 10% par rapport à celle des autres raies et en modifiant la région où cette absorption était soustraite. Aucune combinaison n'a permis de compenser la différence entre les extinctions, et dans tous les cas, les variations des résultats par rapport à ceux obtenus en utilisant la même valeur

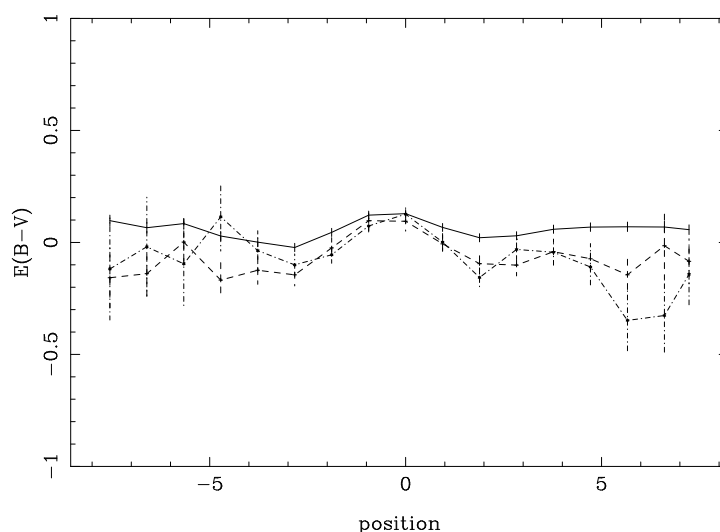


FIG. 8.5 – Profil de l'extinction interstellaire dans IZw 18 calculée à partir de $H\alpha/H\beta$ (trait plein), $H\gamma/H\beta$ (tirets) et $H\delta/H\beta$ (tirets-points)

de l'absorption pour toutes les raies étaient mineures. Aussi, il semble que l'approximation consistant à utiliser la même valeur de l'absorption stellaire pour toutes les raies de Balmer soit justifiée.

On note aussi une tendance à un léger excès d'extinction dans la région centrale, c'est-à-dire autour de la région de formation stellaire. Toutefois, cet effet est à peine significatif, d'autant que l'extinction obtenue à partir de $H\alpha/H\beta$ semble remonter dans les parties plus externes de la galaxie, jusqu'à des valeurs comparables à celles évaluées au centre. Cette remontée n'est pas apparente sur le profil d'extinction obtenu à partir des deux autres rapports des raies de Balmer.

Enfin, afin de comparer nos résultats avec ceux des études précédentes, nous avons calculé l'extinction (exprimée en $E(B-V)$) à partir du spectre intégré et trouvé 0.072, 0.005 et -0.007 en utilisant respectivement $H\alpha/H\beta$, $H\gamma/H\beta$ et $H\delta/H\beta$. Ces résultats sont en accord avec ceux de Skillman & Kennicutt (1993) qui trouvaient respectivement -0.016, 0.005 et -0.058. Les raies $H\alpha$ et $H\beta$ étant les plus intenses (par conséquent celles mesurées avec la meilleure précision) et séparées par un grand intervalle en longueur d'onde (ce qui augmente le "bras de levier" et donc la précision pour calculer l'extinction), nous avons utilisé la valeur calculée à partir du rapport de ces deux raies pour corriger tous nos spectres de l'extinction interstellaire.

8.5.2 Physique des régions HII

Les raies d'émission utilisées pour mesurer les différents paramètres physiques d'une galaxie, comme la température, la densité ou l'abondance, proviennent du gaz ionisé. Aussi, dans un premier temps, présenterons nous les quelques rudiments de la physique des régions HII permettant de comprendre comment, à partir des raies d'émission de ces régions, évaluer leur caractéristiques. On pourra consulter Spitzer (1978); Aller (1984) et Osterbrock (1989) pour une description détaillée et quantitative de ces processus. Les lignes suivantes sont également inspirées de Pindao (1997) et Pagel (1998).

Comment se forment les raies d'émission?

Les régions HII sont des nuages de gaz qui, sous l'action du rayonnement des étoiles, sont ionisés. La matière interstellaire étant principalement composée d'hydrogène, son ionisation nécessite des photons d'énergie supérieure à 13.6 eV, photons produits essentiellement par les étoiles de température supérieure à ~ 30000 K, c'est-à-dire les étoiles de type O et B. La plus grande partie du rayonnement d'énergie supérieure à 13.6 eV sert donc à photoioniser les atomes d'hydrogène, l'excès d'énergie étant transféré aux électrons libres sous forme d'énergie cinétique. Les nombreuses collisions des électrons, d'une part entre eux, et d'autre part avec les ions du milieu interstellaire, contribuent à thermaliser le gaz d'électrons, redistribuant leurs vitesses selon une distribution Maxwellienne dont la température d'équilibre, que l'on désigne sous le vocable de *température électronique*, est typiquement comprise entre 5000 K et 20000 K. Les nombreuses collisions des électrons avec la matière interstellaire contribuent à exciter les niveaux de basse énergie des ions tels que O^+ , O^{++} ou N^+ . Ce processus existe aussi pour l'hydrogène ou l'hélium, mais il est beaucoup plus efficace sur les ions en raison de leur faible potentiel d'excitation (généralement de l'ordre de kT). La probabilité de désexcitation de ces ions excités par transition radiative vers des niveaux de plus faible énergie (cf tables 3.8 à 3.10 de Osterbrock 1989) est très faible (il s'agit de raies interdites par les règles de sélection dipolaires électriques, mais qui peuvent toutefois avoir lieu par transitions dipolaires magnétiques ou quadripolaires électriques). Toutefois, lorsque la densité est suffisamment faible (cf table 3.11 de Osterbrock 1989), ce qui est généralement le cas dans les nébuleuses HII, la probabilité de désexcitation collisionnelle est encore plus faible! Par conséquent, les désexcitations se font principalement via les transitions radiatives interdites, donnant ainsi naissance à des raies caractéristiques dans le spectre des régions HII.

Dans le plasma thermalisé, les électrons peuvent être capturés par les ions. C'est le processus de recombinaison. L'équilibre entre l'ionisation par le flux de photons émis par les étoiles et les recombinaisons définit le *degré d'ionisation*. Plus le flux ionisant sera important et énergétique, plus la quantité d'atomes fortement ionisés sera importante, et plus le degré d'ionisation sera grand.

L'intensité des raies interdites est donc fonction de l'abondance des ions qui les émettent (elle-même fonction du degré d'ionisation), de la densité (qui contrôle les collisions) et de la température électronique responsable de leur excitation. On conçoit alors facilement que l'observation de différentes raies interdites provenant de différents états d'ionisation du même élément chimique permettra de déterminer les différents paramètres physiques de la région HII ou l'abondance de cet élément.

8.5.3 Les rapports de raies “sensibles”

Les différents paramètres physiques de la région HII (essentiellement température et densité) ainsi que l'abondance de divers éléments sont généralement mesurés en comparant les rapports d'intensité de différentes raies interdites.

La densité

Considérons deux niveaux d'énergie très proches d'un même ion. L'énergie d'excitation de ces deux niveaux étant sensiblement la même, leur taux relatif d'excitation ne dépend donc que de leur taux de collisions respectif (fonction essentiellement de la densité et très peu de la température). Les désexcitations de ces niveaux peuvent intervenir, soit par transition radiative (les coefficients de transition des différents niveaux sont connus par la mécanique quantique), soit par désexcitation collisionnelle. C'est encore la densité qui fixe la transition entre les processus dominant la désexcitation (généralement entre 1000 et 10000 cm^{-3} selon l'ion considéré). Dans tous les cas, l'intensité des raies émises lors de cette désexcitation sera essentiellement fonction de la densité, et très peu de la température comme on peut le constater sur la figure 8.7. La résolution de l'équation d'équilibre statistique complète (incluant l'excitation et la désexcitation collisionnelle) permet alors d'établir la correspondance entre la densité et l'intensité relative des raies interdites.

Les raies interdites le plus souvent utilisées dans le domaine optique sont celles de $[\text{OII}]\lambda\lambda 3726, 3729$ ou de $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716, 6731$ (figure 8.6). Les premières ayant des longueurs d'ondes extrêmement proches, nécessitent une très grande résolution spectrale pour être séparées, aussi la densité est elle

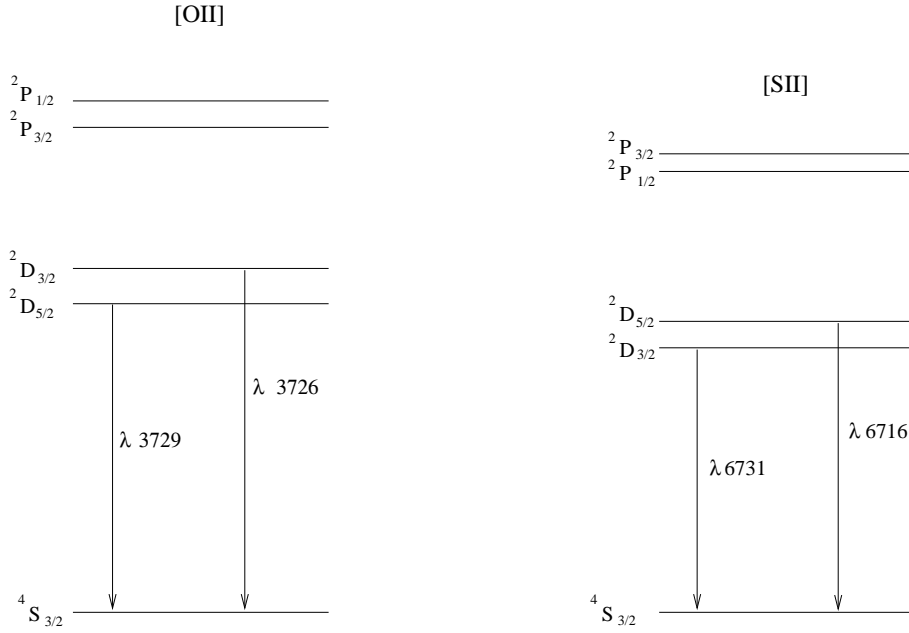


FIG. 8.6 – Représentation schématique des niveaux d'énergie des ions O^{++} et S^{++} utilisés pour déterminer la densité électronique.

le plus souvent évaluée à l'aide du second rapport. La variation de la densité avec le rapport des deux raies du soufre donnée par Goudis (1982) est reproduite sur la figure 8.7.

La température électronique

Comme nous l'avons vu précédemment, ce sont principalement les électrons libres produits lors de l'ionisation de l'hydrogène qui excitent par collision les ions métalliques. Les taux d'excitation de deux niveaux d'un même ion (pour s'affranchir des effets d'abondance et d'ionisation), ayant des énergies sensiblement différentes (cf figure 8.8), sera donc fortement fonction de la température électronique (c'est-à-dire de la distribution de vitesse, ou en énergie, des électrons thermalisés) et dans une moindre mesure de la densité. De la même façon que pour la densité, l'équation de l'équilibre statistique peut être résolue afin d'établir une correspondance entre la température et le rapport d'intensité des raies interdites.

Les raies utilisées pour cela sont généralement choisies de manière à tomber dans le même domaine de longueur d'onde afin d'être observées simultanément dans le spectre. On emploie couramment le rapport des raies [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$ sur [OIII] $\lambda 4363$ dans les régions de forte excitation (cf figure 8.8) et [NII] $\lambda\lambda 6548, 6583$ sur [NII] $\lambda 5755$ dans celles de faible excitation.

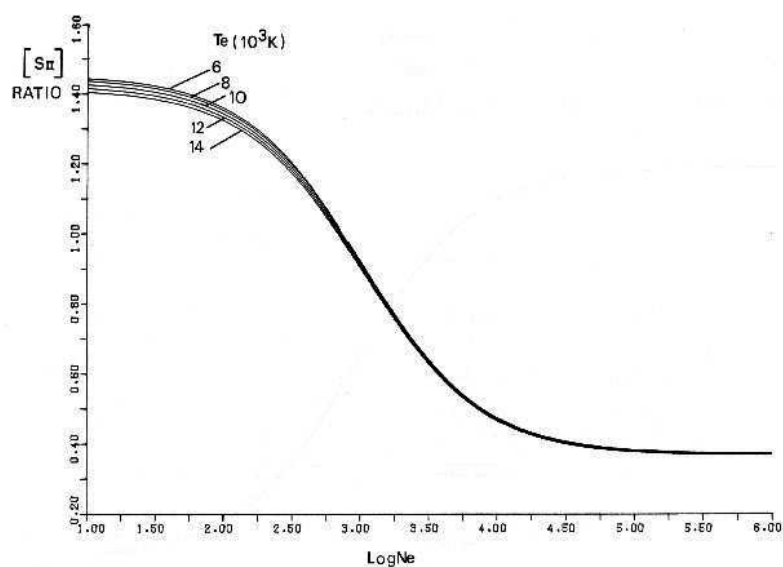


FIG. 8.7 – Dépendance du rapport des raies de $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716, 6731$ avec la densité et la température (Goudis 1982).

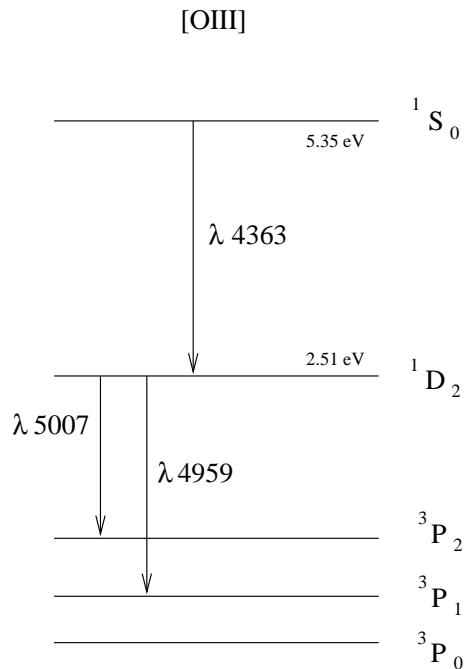


FIG. 8.8 – Représentation schématique des niveaux d'énergie de l'ion O^{++} utilisés pour déterminer la température électronique.

Dans notre cas, l'excitation est forte, et c'est le rapport des raies de l'oxygène qui est employé. Cette méthode est limitée par la faible intensité de la raie [OIII] λ 4363 qui, pour être observée avec une précision suffisante, nécessite de long temps de pose. C'est d'ailleurs la détection de cette raie qui limite la taille des régions où la mesure de la température et de l'abondance est possible. La variation du rapport des raies de l'oxygène avec la température électronique donnée par Osterbrock (1989) et reproduite en figure ?? permet d'évaluer la température à partir de la mesure de ces raies.

On peut également utiliser la relation analytique donnée par Goudis (1982):

$$R_{OIII} = \frac{I_{4959} + I_{5007}}{I_{4363}} = \frac{8.32.e^{32900/T_e}}{1 + 4.5.10^{-4}N_e/T_e^{1/2}} \quad (8.7)$$

en constatant que pour les densités qui nous intéressent ($\sim 100 \text{ cm}^{-3}$) la dépendance en N_e est négligeable (le dénominateur vaut ~ 1).

Enfin, lorsque la raie [OIII] λ 4363 est trop faible pour être détectée, on peut utiliser une méthode empirique, telle celle de Pagel et al. (1979), établissant une correspondance entre la température électronique et l'intensité des raies de l'oxygène normalisées à $H\beta$:

$$R_{23} = \frac{[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007 + [OII]\lambda 3727}{H\beta} \quad (8.8)$$

Cependant, ce rapport, fortement fonction de l'abondance de l'oxygène, est plutôt utilisé pour déterminer celle-ci directement (Edmunds & Pagel 1984; Dopita & Evans 1986; Skillman 1989; McGaugh 1991).

L'abondance des métaux

L'intensité des raies interdites de recombinaison sert également à mesurer l'abondance des métaux dans la nébuleuse. En effet, l'intensité d'une raie est directement proportionnelle à l'émissivité de celle-ci et à l'abondance de l'ion qui l'émet. On a donc:

$$I(X^{i+}, \lambda) \propto N(X^{i+}).\epsilon(X^{i+}, \lambda)$$

avec $I(X^{i+}, \lambda)$ l'intensité de la raie de longueur d'onde λ émise par l'ion X^{i+} , $N(X^{i+})$ l'abondance de cet ion et $\epsilon(X^{i+}, \lambda)$ l'émissivité de cette raie (c'est-à-dire le taux d'émission d'énergie de cette raie par unité de volume). Bien évidemment, cette relation est vraie pour l'hydrogène et l'abondance d'un ion lourd, relativement à l'hydrogène, peut être obtenue par comparaison d'une

raie de cet ion à $H\beta$. On a alors:

$$\frac{X^{i+}}{H^+} = \frac{I(X^{i+}, \lambda)}{I(H\beta)} \cdot \frac{\epsilon(H\beta)}{\epsilon(X^{i+}, \lambda)} \quad (8.9)$$

La difficulté consiste alors à évaluer l'émissivité des raies dont l'expression générale est (Goudis 1982):

$$\epsilon = h\nu_{mn} \cdot A_{mn} \cdot N_{mn} \quad (8.10)$$

où ν_{mn} est la fréquence de la raie de transition entre les niveaux m et n , A_{mn} la probabilité de transition radiative, et N_{mn} la densité de population du niveau m . On voit donc que les émissivités dépendent principalement de la densité et de la température, paramètres contrôlant la population des niveaux excités.

Celles-ci sont généralement calculées à l'aide de modèles d'atomes "simplifiés" (en ne considérant que quelques niveaux d'énergie), en supposant que les niveaux excités sont peuplés par excitation collisionnelle uniquement (McCall 1984; De Robertis et al. 1987) et en résolvant l'équation de l'équilibre statistique. On peut alors déterminer des relations entre l'intensité de raies (normalisées à $H\beta$) et l'abondance ionique comme l'ont fait Pagel et al. (1992) à partir du modèle d'atome à trois niveaux de McCall (1984):

$$12 + \log(O^{++}/H^+) = \log \frac{4959 + 5007}{H\beta} + 6.174 + \frac{1.251}{t} - 0.55 \cdot \log(t) \quad (8.11)$$

$$12 + \log(O^+/H^+) = \log \frac{3726 + 3729}{H\beta} + 5.890 + \frac{1.676}{t_2} - 0.40 \cdot \log(t_2) + \log(1 + 1.35x) \quad (8.12)$$

$$12 + \log(O^+/N^+) = \log \frac{3726 + 3729}{6548 + 6584} - 0.307 + \frac{0.726}{t_2} + 0.02 \cdot \log(t_2) + \log\left(\frac{1 + 1.35x}{1 + 0.116x}\right) \quad (8.13)$$

$$12 + \log(S^+/H^+) = \log \frac{6717 + 6731}{H\beta} + 5.423 + \frac{0.929}{t_2} - 0.28 \cdot \log(t_2) + \log(1 + 1.39x) \quad (8.14)$$

$$12 + \log(S^{++}/H^+) = \log \frac{6310}{H\beta} + 6.673 + \frac{1.678}{t} - 0.47 \cdot \log(t) \quad (8.15)$$

avec $t = t(OIII)/10^4$ la température électronique déterminée à partir des raies de [OIII], $t_2^{-1} = 0.5(t^{-1} + 0.8)$ et $x = 10^{-4} n_e t_2^{-1/2}$ avec n_e la densité électronique.

L'abondance totale d'un élément chimique sera alors la somme des abondances de tous les ions de cet élément:

$$N(X) = \sum_i N(X^{i+}) \quad (8.16)$$

Cependant, il est fréquent que les raies d'un ion donné ne tombent pas dans le domaine de longueur d'onde observé. On ne peut alors pas connaître sa proportion, ce qui fausse la détermination de l'abondance globale de l'élément chimique. Dans ce cas, on a recours à ce que l'on appelle le facteur de correction d'ionisation (ICF), qui estime la correction à apporter pour tenir compte des espèces ioniques non observées (Peimbert & Costero 1969). Les facteurs de correction d'ionisation peuvent être calculés à l'aide de modèles de région HII, tels ceux de Stasinska (1990). Toutefois, pour l'oxygène, on estime que les corrections d'ionisation sont négligeables. En effet, le potentiel d'ionisation de l'oxygène neutre est quasiment identique à celui de l'hydrogène. On peut donc considérer que tout l'oxygène est ionisé (O^0 négligeable). De plus, le potentiel d'ionisation de O^{++} est très élevé (54.9eV) et de ce fait O^{+++} est rarement présent. On considère donc que l'abondance de ce dernier est négligeable (moins que quelques pourcents) et que $O/H = O^+/H^+ + O^{++}/H^+$.

Comme nous l'avons vu précédemment, la raie [OIII] λ 4363 est relativement faible et, de ce fait, pas toujours détectée. Dans ce cas, la température électronique ne peut pas être déterminée directement. On peut alors, soit fixer la température à une valeur typique et utiliser les relations ci-dessus, soit employer une méthode empirique (Edmunds & Pagel 1984; Dopita & Evans 1986; Skillman 1989; McGaugh 1991). Ces méthodes utilisent généralement le rapport R_{23} défini à l'équation 8.8. Toutefois, ces méthodes souffrent de ce qu'elle sont dégénérées; à un même rapport R_{23} peut correspondre deux abondances en oxygène (cf figure 8.9).

Plusieurs paramètres permettent de comprendre cette relation, les plus importants étant la capacité de l'oxygène à refroidir le gaz et la variation du flux des étoiles avec la métallicité. L'oxygène est excité par collision les électrons thermalisés du plasma, ce qui contribue à diminuer l'énergie moyenne de ce dernier. Les photons produits par les désexcitations radiatives de l'oxygène peuvent s'échapper facilement de la région HII (ils ne sont pas absorbés

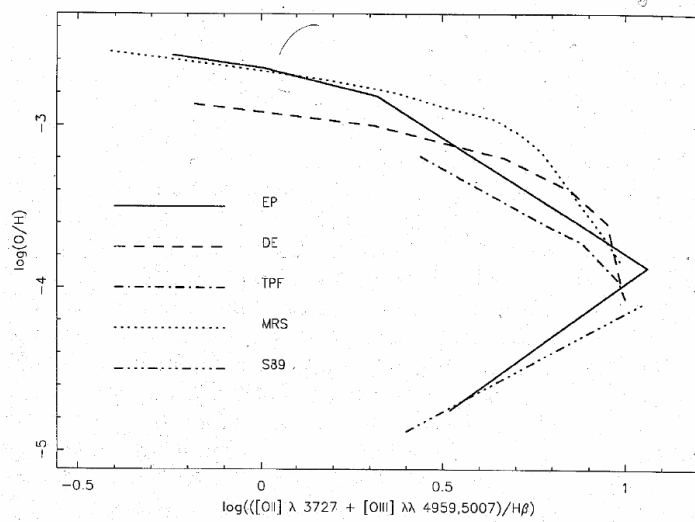


FIG. 8.9 – *Différentes calibrations de la variation du rapport R_{23} avec la métallicité (McGaugh 1991).*

par l'hydrogène) et évacuer ainsi l'énergie prise aux électrons. Ce processus a donc tendance à refroidir le gaz et donc diminuer la température électronique. Avec l'émission $\text{Ly}\alpha$, c'est l'un des principaux processus de refroidissement du gaz. À très faible métallicité, l'essentiel du refroidissement est dû à l'émission $\text{Ly}\alpha$, mais l'importance du refroidissement par les métaux augmente avec la métallicité jusqu'à dominer pour les fortes abondances. Dans un premier temps, l'intensité des raies excitées collisionnellement augmente donc avec l'abondance et culmine pour des métallicités autour de $1/3$ de la valeur solaire. Au delà, le nombre de refroidisseurs continuant d'augmenter, la température électronique diminue, et avec elle l'excitation collisionnelle: l'intensité des raies interdites diminue également et le refroidissement se poursuit, faisant intervenir des niveaux d'excitation plus faibles (structure fine) et des raies dans l'infrarouge. Ce phénomène, s'il permet de comprendre la forme générale de la relation entre les raies interdites et la métallicité, ne suffit pas à l'expliquer quantitativement. Pour cela, il faut également tenir compte de la variation de la température effective des étoiles avec la métallicité. En effet, d'après Maeder (1990), une étoile de $60 M_{\odot}$ à $Z = 0.1 Z_{\odot}$ a la même température de surface qu'une étoile de $120 M_{\odot}$ à $Z = 2 Z_{\odot}$. Par conséquent, à faible métallicité, le rayonnement des étoiles est plus "dur" qu'à forte métallicité. Les calibrations du rapport R_{23} incluent donc ces deux effets. L'une des conséquences de cela est que le rapport R_{23} ne peut être utilisé de façon fiable pour déterminer l'abondance à différentes positions d'une même région HII, le flux ionisant étant le même.

Enfin, nous garderons en tête, afin de relativiser la précision des mesures, que la réalité d'une région HII est complexe, et que les modèles que nous utilisons sont nécessairement simplistes. Par exemple, dans tout ce qui précède, nous avons considéré implicitement que la température et la densité étaient uniformes, ce qui est vraisemblablement faux. Le gaz est en effet plus concentré dans certaines régions, présente des zones de très faible densité etc... La prise en compte de ces structures nécessite d'introduire un coefficient de "remplissage" de l'espace par le gaz (Osterbrock 1989), bien souvent mal connu. La température électronique est également susceptible de varier, ce qui peut être pris en compte en modélisant les fluctuations de température (Peimbert 1967; Osterbrock 1989). Autant d'effet qui, même si nous tentons de les modéliser, peuvent fausser profondément l'analyse des observations.

8.5.4 Le profil d'abondance de IZw 18

L'abondance dans IZw 18 a été mesurée en utilisant les méthodes décrites précédemment. Les mesures ont été restreintes aux régions où la raie [OIII] λ 4363 était visible, afin d'assurer une bonne détermination de la température électronique, soit 12". Cette extension est comparable à celle de Martin (1996) en dépit de la grande différence de temps d'exposition (respectivement 51000 secondes contre 12000 secondes), mais avec une position de fente différente (respectivement PA = 45° et PA = 7.6°). Toutefois, la raie [OIII] λ 5007 a été détectée sur plus de 49" (2.5 kpc) contre 23" pour les observations de Martin (1996). La température électronique a ensuite été calculée à l'aide d'un programme d'atome à trois niveaux basé sur les relations calculées par McCall (1984) en utilisant les données atomiques de Mendoza (1983). La figure 8.10 montre le profil de température le long de la fente. La prise en compte des barres d'erreur indique que la température électronique peut être considérée comme constante dans la région HII. La température électronique moyenne, calculée à l'aide du spectre intégré sur 25 pixels, a été évaluée à 19700 ± 600 K, en excellent accord avec les mesures précédentes (19600 ± 900 K) de Skillman & Kennicutt (1993). L'intensité des différentes raies mesurées dans le spectre intégré (sans correction d'extinction) est donnée dans la table 8.2, et le spectre intégré reproduit sur la figure 8.11.

L'abondance en oxygène a ensuite été déterminée comme étant la somme des abondances de O^+ et de O^{++} . La présence de la raie [HeII] λ 4686 indique une forte ionisation, et de ce fait suggère la présence de O^{+++} . On utilise d'ailleurs assez souvent cette même raie pour déterminer l'abondance de l'ion O^{+++} , les potentiels d'ionisation de O^{++} et de He^+ étant sensiblement les mêmes (respectivement 54.9 et 54.4 eV). Toutefois, dans le cas de IZw 18, l'origine de la raie [HeII] λ 4686, nébulaire ou circumstellaire, est mal

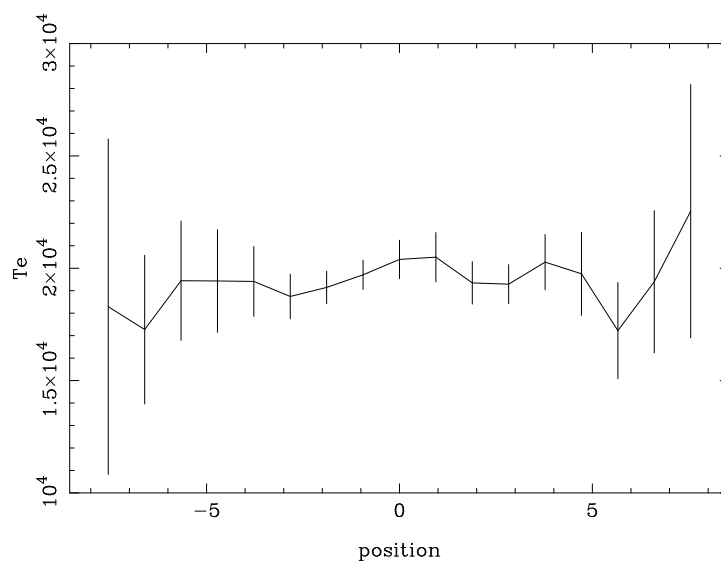


FIG. 8.10 – *Profil de la température électronique ($\text{Te}(\text{O}^{++})$) dans la région NW ($\text{PA} = 45^\circ$) de IZw 18.*

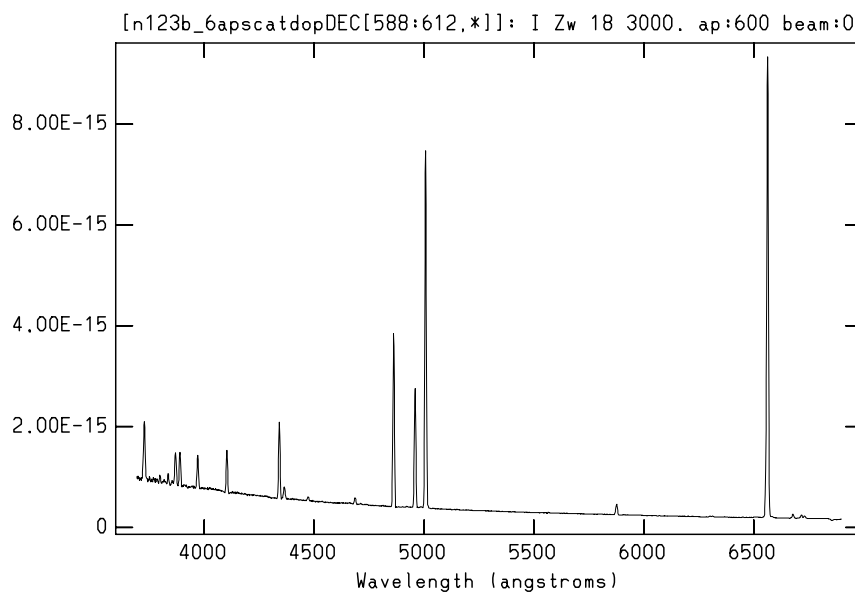


FIG. 8.11 – *Spectre intégré sur 25 pixels de la région NW ($\text{PA} = 45^\circ$) de IZw 18.*

TAB. 8.2 – Liste des raies observées dans le spectre intégré de IZw 18.

Raie	λ_0	Flux	Erreur sur le flux	Largeur équivalente
	(Å)	(erg cm ⁻² s ⁻¹)	(erg cm ⁻² s ⁻¹)	(Å)
[SII]	6731.4	4.6E-16	1.6E-17	-2.5
[SII]	6716.8	6.4E-16	1.6E-17	-3.5
HeI	6678.4	7.2E-16	1.4E-17	-3.9
H α	6563.0	8.8E-14	3.5E-17	-450
[NII]	6584.2	2.3E-16	3.7E-17	-1.2
[SIII]	6312.9	1.5E-16	1.5E-17	-0.7
[OI]	6301.6	1.5E-16	1.5E-17	-0.7
HeI	5876.1	1.9E-15	1.7E-17	-7.3
[OIII]	5007.2	5.9E-14	3.9E-17	-152
[OIII]	4959.3	2.0E-14	5.9E-17	-49.4
HeI	4922.4	1.8E-16	1.5E-17	-0.5
H β	4861.9	2.9E-14	4.9E-17	-68.7
HeI + [AIV]	4712.0	2.7E-16	1.5E-17	-0.6
HeII	4686.4	1.0E-15	5.4E-17	-2.2
HeI	4472.8	6.5E-16	4.8E-17	-1.2
[OIII]	4364.4	1.9E-15	8.3E-17	-3.3
H γ	4341.8	1.3E-14	6.4E-17	-21.9
H δ	4103.3	6.4E-15	8.3E-17	-8.9
H ϵ	3970.7	5.1E-15	1.3E-16	-6.4
[NeIII]	3869.5	5.3E-15	2.0E-16	-6.1
HI + NeIII	3889.9	5.0E-15	1.7E-16	-5.9
SiII	3854.9	7.9E-16	1.7E-17	-0.9
HI	3836.2	1.0E-15	1.5E-16	-1.1
HI	3798.9	9.9E-16	1.7E-17	-1.1
HI	3769.1	detected		
HI	3751.8	detected		
[OII]	3727.4	1.0E-14	2.5E-16	-10.9

déterminée. Sa forte intensité ne s'accorde avec aucun modèle de région HII, et sa localisation spatiale corrélée avec la position des étoiles WR (Legrand et al. 1997b) suggère que ces dernières sont responsables d'un surcroît d'ionisation très localisé. Si tel est le cas, l'abondance de O⁺⁺⁺ est alors très faible dans la galaxie, hormis autour des étoiles WR. Skillman & Kennicutt (1993) et Izotov & Thuan (1998) ont évalué la contribution de O⁺⁺⁺ à moins de 4% de l'abondance totale de l'oxygène, aussi négliger cet ion ne change pas la tendance moyenne du profil d'abondance dans IZw 18. La contribution des ions O⁺ et O⁺⁺ a donc été calculée à l'aide des différentes raies interdites qu'ils émettent et en utilisant les résultats de l'atome à trois niveaux de McCall (1984) et les données atomiques de Mendoza (1983). Nous avons contrôlé nos résultats en les comparant aux abondances calculées à l'aide de IRAF et basées sur un programme d'atome à 5 niveaux de De Robertis et al. (1987). Aucune différence significative n'a été trouvée. Le profil spatial d'abondance de l'oxygène est donné sur la figure 8.12.

L'abondance moyenne, calculée à l'aide du spectre intégré sur l'ensemble de la région NW, a été évaluée à $12 + \log(\frac{O}{H}) = 7.15 \pm 0.03$, en excellent accord (cf table 7.3) avec les mesures précédentes de Skillman & Kennicutt (1993). Nos mesures (figure 8.12) montrent indubitablement que l'abondance ne présente pas de variations significatives sur la région où elle a été mesurée, soit plus de 600 pc. Par ailleurs, la résolution de nos observations étant de l'ordre de 50 pc, des fluctuations à plus petite échelle ne peuvent être écartées.

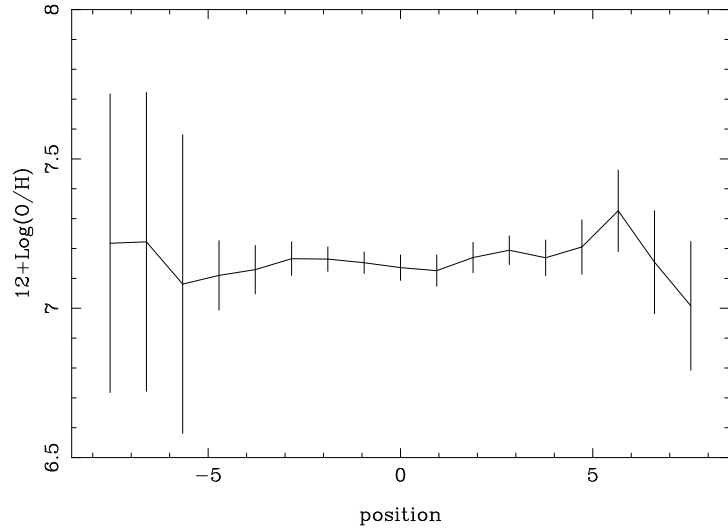


FIG. 8.12 – *Profil spatial d'abondance en oxygène dans la région NW ($PA = 45^\circ$) de IZw 18.*

Conjuguées aux résultats de Van Zee et al. (1998), ces mesures semblent indiquer une grande homogénéité de l'abondance dans IZw 18, contrairement aux résultats de Martin (1996) qui rapportait un possible gradient (mais très faible) dans la direction perpendiculaire à la notre.

Ces résultats peuvent être comparés à ceux obtenus pour diverses autres galaxies naines (Pagel et al. 1980; Masegosa et al. 1991a; Kobulnicky & Skillman 1996; Roy et al. 1996; Devost et al. 1997; Kobulnicky & Skillman 1997) qui ne présentent pas non plus de variation spatiale significative de leurs abondances.

Chapitre 9

Interprétation et modélisation

*Il vaut mieux se tromper en allant de l'avant que
d'avoir raison en reculant.*

San Antonio
Les pensées

9.1 Des indices à l'hypothèse

9.1.1 De l'homogénéité des abondances

Il semble donc, au vu de nos résultats, que, comme dans la plupart des galaxies naines à sursaut de formation stellaire, IZw 18 ne présente pas de variation importante de l'abondance en oxygène à des échelles d'au moins 600 pc. Toutefois, l'existence possible d'une bulle de gaz en expansion d'une taille de l'ordre de 900 pc (Martin 1996) modère la portée de ce résultat dans la mesure où les abondances mesurées pourraient n'être que le fruit de l'enrichissement du milieu interstellaire par les étoiles massives du sursaut actuel. Cependant, les résultats de Van Zee et al. (1998) indiquent que l'abondance ne semble pas différente dans le nuage HI, soit à une échelle bien plus grande. Si l'enrichissement du milieu interstellaire est dû au sursaut de formation stellaire actuel, comme le suggèrent Kunth & Sargent (1986), les métaux produits par les étoiles les plus massives doivent donc être mélangés de façon homogène à des échelles d'au moins 600 pc, voir plus, en des temps n'excédant pas l'âge du sursaut de formation actuel, soit quelques millions d'années (Hunter & Thronson 1995; Kunth et al. 1995; Mas-Hesse &

Kunth 1998). Cependant, si la **dispersion** des éléments lourds éjectés par les étoiles massives nécessite des temps de l'ordre de 10^8 ans (c'est-à-dire marginalement compatibles avec l'âge du sursaut actuel) à des échelles spatiales de 100 à 1000 pc (Roy & Kunth 1995), leur **mélange** avec le milieu interstellaire doit être beaucoup plus lent (Tenorio-Tagle 1996). Par conséquent, il semble difficile que les abondances mesurées soient le résultat de l'enrichissement par les étoiles du sursaut de formation stellaire actuel. Une alternative serait que l'extrême jeunesse du sursaut fasse que les étoiles les plus massives n'aient pas encore rejeté leurs métaux et que, par conséquent, l'abondance mesurée résulte d'une formation stellaire précédente. Cette hypothèse semble en contradiction avec l'âge estimé pour le sursaut dans IZw 18 (de 5 à 13 millions d'années), l'enrichissement commençant dès les premiers millions d'année (Maeder 1992). De même, cet argument ne saurait rendre compte de l'homogénéité de l'abondance dans les régions HII géantes et les galaxies naines (dont l'âge du sursaut ne peut être systématiquement inférieur au million d'années) observées par Diaz et al. (1987); Gonzalez-Delgado et al. (1994); Skillman (1985); Devost et al. (1997); Kobulnicky & Skillman (1997, 1996); Roy et al. (1996); Pagel et al. (1980); Masegosa et al. (1991b); Dufour & Harlow (1977); Pagel et al. (1978); Russell & Dopita (1990).

L'hypothèse la plus probable est sans doute celle proposée par Devost et al. (1997) (voir également Pantelaki & Clayton 1987) et discutée par Kobulnicky & Skillman (1997) qui suggèrent que les métaux éjectés par les étoiles massives restent dans une phase chaude (de l'ordre du million de K) relativement longtemps et de ce fait n'émettent pas dans le domaine optique mais en X. Ces métaux pourraient être éjectés vers le halo de la galaxie où ils se refroidiraient lentement tout en se mélangeant à la matière interstellaire, avant de revenir contribuer à l'enrichissement des régions centrales (Tenorio-Tagle 1996). Ils resteraient donc invisibles durant toute la durée du sursaut et n'apparaîtraient à l'observateur que lors du sursaut de formation stellaire suivant. La durée séparant deux sursauts serait alors suffisante pour permettre un mélange homogène dans toute la galaxie (halo et régions centrales). Dans ce cas, l'abondance en oxygène mesurée dans les galaxies ne résulterait pas de la formation stellaire actuelle, mais d'épisodes passés. Cette discussion peut être résumée par le diagramme présenté en figure 9.1. IZw 18 ne serait alors pas une galaxie "jeune" dans laquelle la formation d'étoiles aurait lieu pour la première fois ainsi que l'avaient proposé Searle & Sargent (1972), mais un objet ayant déjà formé des étoiles par le passé, comme l'ont suggéré diverses études (Dufour et al. 1988; Dufour & Hester 1990; Hunter & Thronson 1995; Kunth et al. 1995; Garnett et al. 1996). *Par conséquent, même les objets les plus sous-abondants auraient déjà formé des étoiles par le passé.*

Toutefois, si ce scénario semble en accord avec la plupart des observations, il subsiste néanmoins quelques interrogations. En effet, les observations récentes avec HST (Kunth & al. en préparation) pourraient indiquer une tendance à des valeurs de l'abondance plus faible dans le halo HI que dans les régions HII des galaxies qu'ils ont observées. Thuan & Izotov (1997) prétendent même que le halo de SBS 0335-052 est totalement dépourvu de métaux et, de ce fait, constitué de matière primordiale. Si elles sont confirmées, ces observations pourraient mettre en défaut le modèle ci-dessus. Enfin, des observations autour d'étoiles de type WR notamment (Walsh & Roy 1989, 1993; Kobulnicky et al. 1997) ont révélé des enrichissement locaux, attribués aux étoiles massives proches, ce qui semblerait indiquer que, dans certains cas, les métaux éjectés par ces étoiles sont susceptibles de se refroidir relativement rapidement.

9.1.2 IZw 18 et les galaxies de faible métallicité

En dépit des recherches menées pour découvrir des galaxies très peu métalliques (Terlevich et al. 1991; Masegosa et al. 1994), IZw 18 détient toujours le record de l'objet ayant le gaz le plus sous abondant localement. *Est-ce alors que l'abondance mesurée dans IZw 18 représente une limite inférieure pour la métallicité du gaz local?* L'existence d'une corrélation entre l'abondance et la luminosité des galaxies naines (Skillman et al. 1989) a amené Masegosa et al. (1994) à suggérer que les galaxies les plus faibles, et de ce fait les plus sous abondantes, avaient échappées à leurs recherches. Cependant, IZw 18 présente une magnitude très inférieure (2 magnitude plus brillante) à celle prédite à partir de son abondance en utilisant l'ajustement de Skillman et al. (1989). Cela est parfois attribué à sa forte formation stellaire. Toutefois, les galaxies de Skillman et al. (1989) ont été sélectionnées à partir du catalogue H α de Kennicutt et al. (1989). Elles présentent donc également de la formation d'étoiles. Par conséquent, l'origine exacte de cette corrélation n'est pas totalement claire. Par ailleurs, il est aisé de montrer que les taux de formation d'étoiles dans les galaxies à sursaut, et particulièrement IZw 18, ne peuvent se maintenir très longtemps sans consommer la plus grande partie du gaz et produire un enrichissement excessif. Il est donc couramment admis que ces objets présentent sporadiquement des sursauts de formation stellaire, entrecoupés de longues périodes calmes (Searle & Sargent 1972) durant lesquelles ils sont susceptibles d'apparaître sous la forme de galaxies à faible brillance de surface ou de galaxies naines en phase quiescente. La durée des sursauts ayant de bonnes chances d'être courte en regard des périodes calmes, on pourrait s'attendre à trouver parmi ces objets bon nombre de galaxies n'ayant subi que très peu de sursauts de formation stellaire et

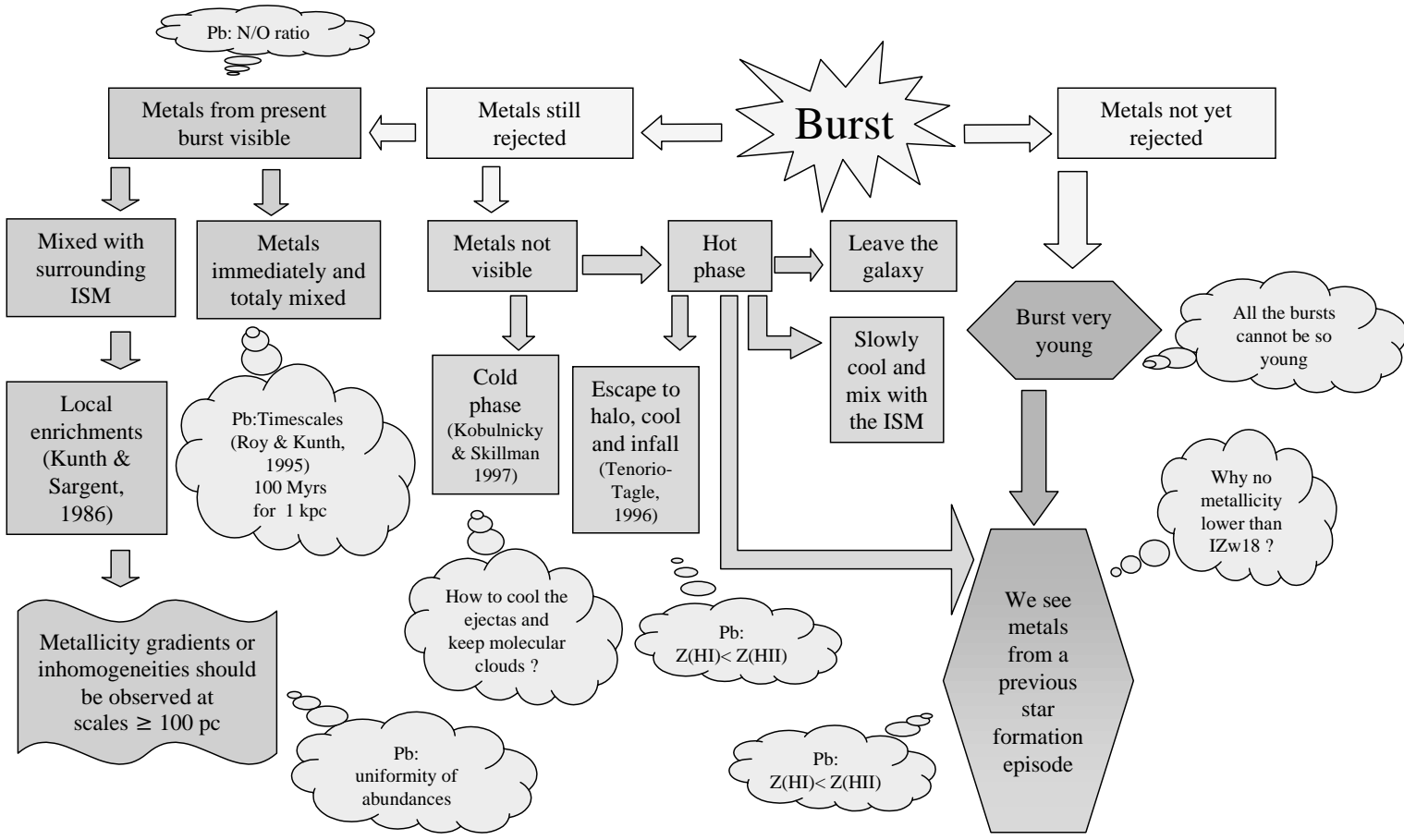


FIG. 9.1 – Synthèse du problème de l'enrichissement du milieu interstellaire dans les galaxies à sursaut de formation stellaire, d'après Legrand (1998)

de ce fait très sous abondantes. Toutefois, les observations de ce type d'objet (McGaugh & Bothun 1993; McGaugh 1994; Roennback & Bergvall 1995; Van Zee et al. 1997a,b) n'ont pas révélé de galaxies plus sous abondantes que IZw 18. Comme nous le verrons plus loin, ce résultat n'est pas étonnant dans la mesure où les taux de formation stellaire enregistrés dans ces objets, même s'ils sont faibles, suffisent à amener l'abondance à un niveau comparable à celui de IZw 18 en quelques milliards d'années.

9.1.3 Où sont passés les nuages HI?

Dans l'hypothèse où la formation stellaire dans IZw 18 serait la première de son histoire, il serait raisonnable de penser que cette galaxie s'est formée à partir d'un nuage d'hydrogène primordial. Dans ce cas, d'autres nuages d'hydrogène, de masse comparable aux masses des galaxies naines (quelques $10^7 M_{\odot}$ ou plus), seraient susceptibles d'exister, sans contreparties optique. De telles entités n'ont pas encore été détectées à l'aide des radio télescopes (Briggs 1997b, mais voir aussi Taylor et al. (1994)). Il est d'ailleurs intéressant de noter que, avec les progrès constants des sensibilités des télescopes optiques, les candidats nuages "primordiaux" (par exemple HI1225+01 Giovanelli & Haynes 1989) ont tous été identifiés par la suite comme plus ou moins associés à des systèmes contenant des étoiles (Djorgovski 1990; Impey et al. 1990; McMahon et al. 1990; Salzer et al. 1991; Chengalur et al. 1995, pour HI1225+01). *Est-ce alors que les nuages "primordiaux" sans contrepartie optique n'existent pas?* C'est une possibilité qui ne peut être écartée. D'ailleurs, les limites de détection en HI restent encore assez élevées (de l'ordre de $N_{HI} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) et il est possible que, si de tels nuages "primordiaux" existent, ils aient des densités très faibles. Toutefois, s'ils sont les progéniteurs des galaxies naines, ils doivent avoir des masses comparables à celles-ci, car même si ces dernières résultent de la fusion d'un ou de plusieurs de ces nuages, la masse de ces derniers n'est alors guère plus d'un facteur 2 ou 3 inférieure à la masse des naines. De même, leur taille, et par conséquent leur densité de colonne ne doit pas être trop différente de celles observées dans les galaxies naines. Par conséquent, il semble que si les galaxies naines résultent de la rencontre de deux ou plusieurs nuages de gaz, ces derniers sont susceptibles d'être détectés par les programmes de recherche systématiques de tels objets. On peut donc penser que s'il existe des nuages de gaz "primordiaux", précurseurs des galaxies naines, ils doivent être très peu nombreux.

Par ailleurs, l'étude des raies d'absorption dans les spectres de quasars montre que les absorptions à faible décalage spectral et haute densité semblent intervenir principalement dans les halos de galaxies brillantes (Lanzetta et al. 1995; Tripp et al. 1997) et peu ou pas dans des petits nuages sans contrepar-

tie optique. Toutefois, la nature des absorbants à faible densité de colonne ($N_{HI} \leq 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) reste sujette à débat; s'agit-il des parties les plus externes de halos géants de galaxies ou bien de petits nuages HI isolés ou de galaxies naines? Par conséquent, dans l'hypothèse où il existerait des nuages de gaz sans contrepartie optique, on peut retenir que, s'ils ont une "forte densité" ($\geq 10^{18} \text{ cm}^{-2}$), leur nombre doit être très faible. En revanche, rien ne semble s'opposer à l'existence de nuages moins denses et plus nombreux, mais qui ne seraient pas les progéniteurs des galaxies naines.

Si de tels nuages de très faible densité existent, ne sont-ils pas totalement ionisés par le rayonnement diffus ionisant? En effet, les observations de Van Gorkom (1991) indiquent qu'au "bords" des galaxies spirales, en particulier dans NGC 3198, la densité de colonne de HI chute brutalement (en 3 kpc) de quelques $10^{19} \text{ atomes cm}^{-2}$ à moins de $4 \cdot 10^{18} \text{ atomes cm}^{-2}$. Des résultats identiques ont été obtenus par Corbelli et al. (1989) pour M33. Ces résultats sont interprétés, non pas comme une diminution de la quantité totale d'hydrogène, mais comme une décroissance de la proportion de HI, due à une ionisation partielle de l'hydrogène par le fond diffus extragalactique. Les travaux théoriques de Maloney (1990), et plus récemment ceux de Corbelli & Salpeter (1993a,b), ont montré que le fond diffus extragalactique était en mesure d'ioniser partiellement, mais de façon non négligeable, les régions externes des disques de galaxies lorsque la densité de colonne d'hydrogène devient inférieure à $10^{19} - 10^{20} \text{ atomes cm}^{-2}$. Disons que dans le meilleur des cas, si la quantité totale d'hydrogène tombe en dessous d'une densité de colonne de $10^{19} \text{ atomes cm}^{-2}$, la densité colonne de HI tombera en dessous des limites de détection actuelles. Par conséquent, si des nuages de faible densité de colonne existent, leur détection se révélera délicate du fait de leur ionisation partielle par le fond diffus extragalactique.

9.1.4 De l'enrichissement dans l'univers

L'étude des raies d'absorption dans les spectres de quasars est actuellement l'un des outils les plus puissants pour évaluer l'évolution temporelle de l'abondance dans le gaz interstellaire. Même si la nature des absorbants dans les spectres de quasars reste sujette à controverse (Tripp et al. 1997), il semble néanmoins admis que les raies métalliques sont dues à la matière gazeuse des galaxies. Lu et al. (1996) et plus récemment Lu et al. (1998) ont résumé dans la figure 9.2 l'évolution temporelle de l'abondance métallique du gaz, mesurée à partir des raies d'absorption dans les spectres de quasars. La métallicité moyenne du gaz augmente avec le temps, traduisant vraisemblablement l'enrichissement de la matière interstellaire par les épisodes de formation d'étoiles successifs.

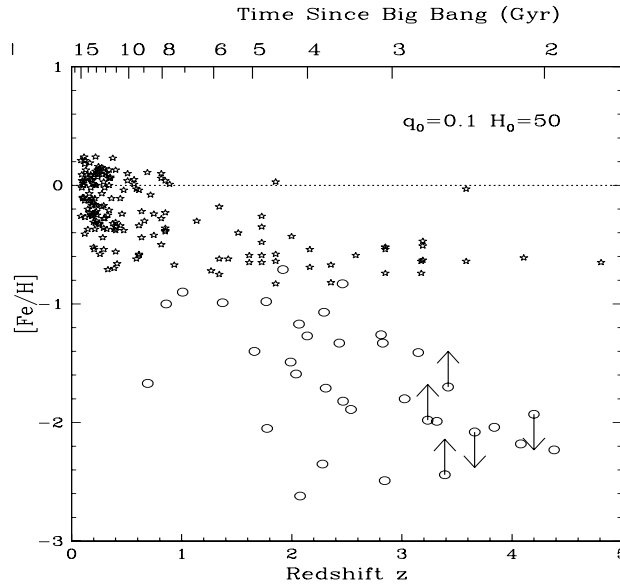


FIG. 9.2 – *Evolution de l'abondance avec le décalage spectral dans les absorbants des spectres de quasars (Lu et al. 1998).*

Néanmoins, l'un des points intéressants de cette figure est que la métallicité des absorbants les plus sous abondants semble aussi augmenter avec le temps. Dans l'hypothèse où l'enrichissement du gaz ne procéderait que par sursauts de formation stellaire, on pourrait s'attendre à trouver localement, des absorbants n'ayant pas subi, ou très peu, de sursauts. Leur abondance devrait alors être très faible, comparable à celles observées à haut décalage spectral. La non détection (voir quand même Shull et al. 1998) d'absorbants locaux très sous abondants (plus sous abondants que IZw 18 par exemple) pourrait alors suggérer l'existence d'un *enrichissement minimal et continu du milieu interstellaire*. Toutefois, le nombre d'absorbants observé à bas décalage spectral reste très limité (Meyer & York 1992; Steidel et al. 1995; Pettini & Bowen 1997; de la Varga & Reimers 1997; Boisse et al. 1998; Shull et al. 1998), et l'on imagine que si des absorbants très peu évolués subsistent aujourd'hui, ils doivent être très peu nombreux et de petite taille, aussi leur non détection n'est sans doute pas une preuve de leur non existence, mais plutôt un effet de sélection statistique.

9.1.5 Quelle histoire de formation d'étoiles pour IZw 18?

Les sursauts de formation stellaire sont des épisodes spectaculaires et facilement observables de formation d'étoiles. Aussi, divers travaux ont été menés pour modéliser ces sursauts afin de reproduire les différents paramètres observationnels des galaxies qui les abritent, qu'il s'agisse de leurs propriétés chimiques (Chiosi & Matteucci 1982; Carigi et al. 1995, etc...) ou spectrophotométriques (Mas-Hesse & Kunth 1991; Leitherer & Heckman 1995; Stasinska & Leitherer 1996; Cervino & Mas-Hesse 1994; Mas-Hesse & Kunth 1998, etc...).

Il est généralement admis que la principale source d'enrichissement en métaux du milieu interstellaire réside dans ces sursauts, aussi la quasi totalité des études se sont attachées à évaluer le nombre et l'intensité des sursauts requis pour reproduire les abondances mesurées dans les galaxies naines. Dans le cas de IZw 18, l'analyse de Kunth et al. (1995) indique qu'un, ou au plus deux sursauts d'intensité comparable à l'actuel étaient suffisants pour rendre compte des abondances mesurées dans cet objet. Toutefois Mac Low & Ferrara (1998) et de Silich & Tenorio-Tagle (1998) ont récemment montré qu'une grande partie, voire la quasi-totalité, des éléments lourds, produits lors d'un sursaut violent de formation d'étoiles, pouvait être éjectée de la galaxie si sa masse est inférieure à $10^8 M_{\odot}$, mais qu'en revanche, ils peuvent rester confinés à l'intérieur de celle-ci si sa masse est supérieure à $10^9 M_{\odot}$ et l'intensité du sursaut reste modérée. La masse typique des galaxies naines étant de l'ordre de grandeur de ces deux limites, la métallicité n'est donc pas nécessairement un indicateur du nombre de sursauts.

Par ailleurs, le contenu gazeux, la métallicité et la population stellaire observés dans les galaxies naines, indiquent que les taux de formation d'étoiles présents n'ont pu se maintenir depuis très longtemps (sinon elles contiendraient plus de métaux, plus d'étoiles, et moins de gaz). Par conséquent, on considère souvent que la formation d'étoiles dans ces galaxies procède par flambées successives, entrecoupées de longues périodes calmes, durant lesquelles on s'attend à ce que ces objets ressemblent à des galaxies quiescentes ou à faible brillance de surface. Cependant, l'observation de ces derniers objets (Van Zee 1996; Van Zee et al. 1997c) a révélée que la formation d'étoiles n'y était pas nulle, et qu'en dépit de la faible densité du gaz, des étoiles étaient formées à un taux très faible. Lorsqu'elles évoluent, ces étoiles rejettent les éléments lourds qu'elles ont synthétisés. *La métallicité du milieu interstellaire augmente donc durant les périodes inter-sursaut.* Les modèles d'évolution chimique des galaxies naines développés jusqu'ici négligeaient cet enrichissement, toutefois, lorsqu'on s'intéresse aux objets les plus sous-abondants, tels IZw 18, il est fort probable que cet effet ne puisse plus l'être.

Aussi avons nous décidé de quantifier l'enrichissement durant les périodes inter-sursauts et de mesurer son importance à l'aide d'un modèle d'évolution spectrophotométrique couplé à un modèle d'évolution chimique des galaxies.

9.2 Le modèle utilisé

Afin d'étudier différents scénarios de formation stellaire dans IZw 18, nous avons utilisé le modèle spectrophotométrique couplé à l'évolution chimique (ALAMBIC) de Devriendt et al. (1998). La plupart des études menées jusqu'ici sur les galaxies à sursaut de formation stellaire considéraient soit l'évolution chimique, soit l'évolution spectrophotométrique, mais rarement les deux ensembles. Nous verrons par la suite comment le couplage de ces deux types de modèles permet de mieux contraindre l'histoire de formation stellaire des galaxies. Les principales caractéristiques du modèle utilisé sont les suivantes:

- Une galaxie fictive normalisée initialement de une masse solaire de matière baryonique est considérée. La métallicité du gaz peut être fixée, de même que la proportion d'étoiles.
- Un taux de formation d'étoiles est fixé ainsi qu'une fonction de masse initiale. A chaque instant, et pour toutes les masses stellaires, le nombre d'étoiles formées à partir du gaz suivant ces paramètres est ensuite calculé.
- L'évolution individuelle des étoiles de toutes masses est suivie en détail afin de calculer les rejets métalliques (les éléments C, O et Fe sont suivis individuellement ainsi que la métallicité totale) de même que le nombre d'étoiles restant à chaque instant. L'évolution temporelle, à la fois chimique et photométrique, est ainsi suivie.
- Les métaux, dès lors qu'ils sont rejetés se mélangent uniformément et instantanément avec le gaz interstellaire.
- Une fraction des éjectas des étoiles de masse supérieures à $9 M_{\odot}$ peut être éjectée de la galaxie, et ne pas contribuer à l'enrichissement du gaz.
- Les étoiles nouvellement formées le sont à la métallicité du gaz au moment de leur formation.

- Le spectre de la galaxie est ensuite calculé à chaque instant en sommant le nombre d'étoiles de chaque type multiplié par le spectre individuel de chacune d'elles. La contribution nébulaire n'est pas prise en compte.
- Les modèles d'évolution stellaire sont ceux du groupe de Genève (Schaller et al. 1992; Charbonnel et al. 1996), les rejets sont calculés à l'aide des modèles de Maeder (1992) pour les étoiles de masse supérieures à $9 M_{\odot}$ et ceux de Renzini & Voli (1981) pour les étoiles de masses inférieures.
- Les spectres stellaires individuels sont ceux de Kurucz (1992), complétés par ceux de Bessel et al. (1989, 1991) pour les géantes M et Brett (1995) pour les naines M.

La fonction de masse initiale utilisée a été définie comme une loi de puissance:

$$\phi(m) = a.m^{-x} \quad (9.1)$$

La valeur de x a été fixée à 1.35 (Salpeter 1955).

Les masses des étoiles formées sont comprises entre $0.1 M_{\odot}$ et $120 M_{\odot}$. Les résultats produits par le modèle en prenant une limite inférieure de $0.3 M_{\odot}$ pour la masse des étoiles sont identiques, en terme de luminosité et d'enrichissement, moyennant le choix d'un taux de formation d'étoiles diminué de trente cinq pourcents (quantité de matière bloquée dans les étoiles de 0.1 à $0.3 M_{\odot}$). Ce résultat n'est pas étonnant dans la mesure où ces objets de très faible masse, s'ils contribuent énormément à la masse totale d'étoiles formées¹ ne participent pas à l'enrichissement du milieu interstellaire et ne contribuent que de façon négligeable à la luminosité globale de la galaxie.

Deux régimes de formation stellaire ont été modélisés; une *formation continue* définie par un taux de formation d'étoiles faible et proportionnel à la fraction g de gaz, pendant toute la durée de vie de la galaxie, et une *formation par sursaut* où toutes les étoiles sont formées dans un temps court (entre 10 et 50 millions d'années selon les modèles) avec un taux de formation élevé.

1. c'est la conséquence aux faibles masses d'une fonction de masse initiale en loi de puissance

9.3 Comparaison des résultats du modèle aux observations

Le modèle utilisé est normalisé pour une galaxie contenant une masse solaire de gaz. Afin d'en comparer les résultats aux observations de IZw 18, nous avons dû fixer une masse de gaz pour cette galaxie et multiplier nos résultats par cette valeur. Lequeux & Viallefond (1980) ont évalué la masse totale de HI à $6.9 \cdot 10^7 M_{\odot}$ et la masse dynamique à $8 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Toutefois, si seule est prise en compte la composante principale de la galaxie, ces deux valeurs tombent respectivement à $2.6 \cdot 10^7 M_{\odot}$ et $2.6 \cdot 10^8 M_{\odot}$ (Van Zee et al. 1998). Aussi, la quantité de gaz moléculaire étant inconnue dans IZw 18 (Lequeux & Viallefond 1980), avons nous adopté, relativement arbitrairement, une masse totale de gaz de $10^8 M_{\odot}$, intermédiaire entre la masse de HI et la masse dynamique. Ce choix intervient à la fois dans le calcul des abondances (masse de gaz dans laquelle se mélangent les éléments produits, choix du taux de formation stellaire) et dans celui des magnitudes prédites. Toutefois, cette normalisation disparaît lorsque l'on évalue les couleurs prédites. Ce sont ces dernières quantités que nous présenterons et discuterons.

Nous avons utilisé le modèle décrit ci-dessus pour tenter de mieux comprendre l'évolution de IZw 18. Pour ce faire, nous avons adopté plusieurs scénarios possibles de formation stellaire dans cet objet et comparé les résultats obtenus avec les observations disponibles, à savoir les abondances en oxygène et carbone, ainsi que les couleurs (U-B), (B-V) et (V-K). Notons que si les abondances sont déterminées avec précision, les mesures des couleurs disponibles sont relativement anciennes (Huchra 1977; Thuan 1983). Des observations photométriques récentes (Salzer 1998), corrigées de l'émission nébulaire, indiquent $(U - B) = -0.88 \pm 0.06$ et $(B - V) = -0.03 \pm 0.04$. Le modèle utilisé n'incluant pas la contribution de l'émission nébulaire, ce sont ces dernières valeurs observationnelles que nous comparerons aux résultats des modèles. Par ailleurs, Thuan (1983) a estimé que les flux mesurés dans l'infrarouge étaient essentiellement d'origine stellaire. Les couleurs dans le proche infrarouge mesurées par (Salzer 1998) étant compatibles avec ces observations, nous avons adopté la valeur de (V-K) de Thuan (1983) pour comparaison avec les résultats du modèle.

Enfin, Devriendt et al. (1998) ont comparé leur modèle ALAMBIC avec PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) et GISSEL (Bruzual A. & Charlot 1993) et ont montré que ces modèles n'étaient pas en désaccord à plus de 0.1 magnitude pour les couleurs considérées ici. Nous avons donc adopté une incertitude de cet ordre sur les résultats fournis par le modèle. Bien évidemment, cette incertitude ne prends pas en compte une possible erreur systéma-

tique qui apparaîtrait dans tous les modèles spectrophotométrique existant. Pour une meilleure lisibilité des figures présentées, nous avons ajouté cette incertitude aux erreurs représentant les observations. La région de compatibilité entre les résultats des modèles et les observations est alors représentée par deux lignes horizontales sur les figures.

9.4 Des sursauts et rien que des sursauts

Comme nous l'avons vu précédemment, il est généralement admis que l'enrichissement du milieu interstellaire est principalement dû à des épisodes de formation intense d'étoiles. Nous avons évalué qu'un sursaut d'une durée de 20 millions d'années, pendant laquelle le taux de formation d'étoiles était de $0.065 \text{ M}_{\odot}/\text{an}$, et dont la totalité des éléments produits étaient retenus par la galaxie, amenait les abondances d'oxygène et de carbone à des valeurs proches de celles mesurées dans IZw 18 (figure 9.3). Un second sursaut à 14 milliards d'années a été ajouté afin de comparer les couleurs dues à un tel sursaut avec celles observées (figure 9.4). Il est à noter que ces couleurs sont identiques à celles produites par le premier sursaut (différences inférieures à quelques dixièmes de magnitude au plus). En effet, après 14 milliards d'années, la population stellaire subsistant du premier sursaut est très faible et sa contribution négligeable. Si l'on tient compte des différentes incertitudes, ce modèle prédit des couleurs compatibles avec celles observées dans IZw 18.

Ces résultats ne permettent donc pas d'écarter ce modèle. Cependant plusieurs arguments vont à l'encontre d'un tel scénario. Premièrement, le taux de formation stellaire a été fixé rigoureusement à zéro durant la période intersursaut, or il est très probable que des étoiles se forment dans cette période. Nous verrons par la suite que si tel est le cas, même un taux de formation stellaire très faible mais continu, produirait alors un enrichissement excessif. Par ailleurs, de tels sursauts de formation stellaire libèrent de grande quantité d'énergie mécanique dans le milieu interstellaire (de l'ordre de $10^{40} \text{ erg s}^{-1}$). Or, d'après Mac Low & Ferrara (1998), pour des galaxies de masse comparable à IZw 18, de telles énergies entraînent l'éjection de la quasi-totalité des métaux produits par les étoiles massives lorsqu'elles explosent en supernovae. Si tel était le cas, aucun enrichissement notable du milieu interstellaire de ces objets ne pourrait intervenir par des sursauts. Aussi, avons nous légèrement relâché cette contrainte et testé un modèle dans lequel des sursauts répétitifs (durée 20 millions d'années et taux de formation d'étoiles de $0.065 \text{ M}_{\odot}/\text{an}$) intervenaient tous les 3 milliards d'années et pour lesquels seulement 80% des éléments produits par les étoiles de masse supérieures à 9 M_{\odot} étaient éjectés de la galaxie. Russell et al. (1988) ont initialement proposé ce type

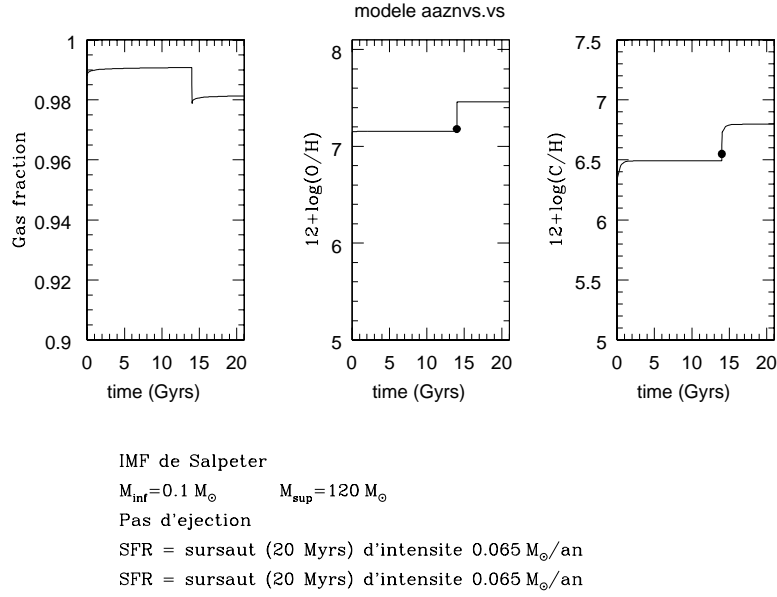


FIG. 9.3 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliards d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

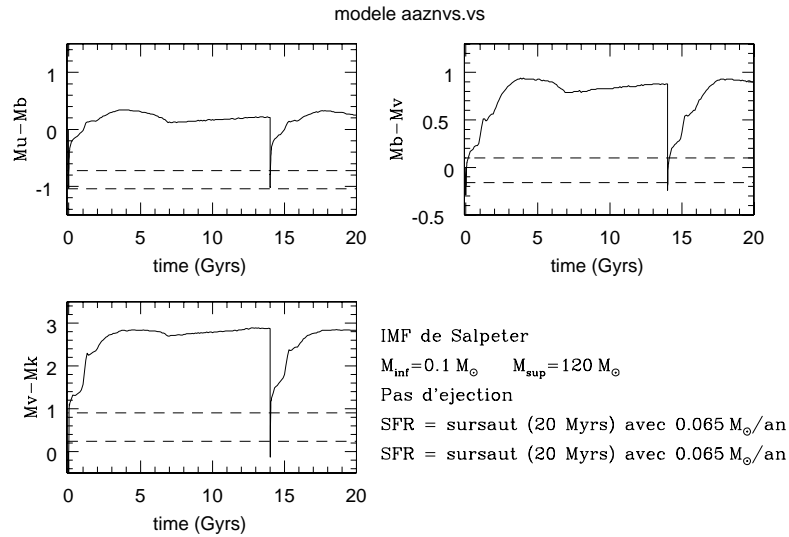


FIG. 9.4 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

de modèle en arguant que l'énergie libérée lors de l'explosion de ces étoiles en supernovae était susceptible d'éjecter leurs produits hors de la galaxie. En revanche, les étoiles de masse inférieures évoluent plus lentement et donc rejettent une grande partie des éléments qu'elles fabriquent après l'explosion en supernovae des étoiles massives. D'autre part, l'énergie mécanique qu'elles libèrent, uniquement sous forme de vents stellaires, n'est sans doute pas, à elle seule, suffisante pour éjecter leurs produits hors de la galaxie. Ceci justifie donc l'hypothèse selon laquelle les éléments produits par les étoiles de masse inférieures à $9 M_{\odot}$ restent dans la galaxie. Les résultats de ce modèle sont donnés dans les figures 9.5 et 9.6. Si l'abondance en oxygène peut ainsi être reproduite, celle en carbone est alors supérieure à celle observée. En effet, ce dernier élément, s'il est produit par les étoiles massives, l'est également par les étoiles de masse inférieures à $9 M_{\odot}$. Le carbone synthétisé par ces étoiles reste donc dans la galaxie, produisant la surabondance par rapport à l'oxygène. Bien entendu, il n'est pas totalement exclu que les éjectas des étoiles de faible masse quittent également la galaxie. En fait, différents travaux ont montré que selon les galaxies considérées, l'hypothèse de vents galactiques différentiels était nécessaire ou pas pour reproduire les abondances observées (voir par exemple Marconi et al. 1994; Tosi 1998). Le seul argument des rapport d'abondance ne peut donc invalider ce scénario.

Par ailleurs, si dans l'ensemble, les couleurs attendues apparaissent compatibles avec les observations pour les premiers sursauts de formation stellaire, la couleur V-K (traduisant le poids relatif des populations jeunes et vieilles) présente un désaccord avec les observations, croissant avec le nombre de sursauts, au delà du quatrième sursaut. Ceci est dû au fait que la population stellaire vieille provenant des sursauts précédents contribue de plus en plus à l'émission dans le rouge. Cette dernière contrainte est relativement forte puisqu'il semble difficile de faire disparaître cette population d'étoiles! Le couplage des modèles d'évolution chimique et spectrophotométrique permet donc de dégager un faisceau d'indices convergents, tendant à invalider un scénario d'enrichissement du milieu interstellaire de IZw 18 par des sursauts répétés dont les produits seraient massivement éjectés hors de la galaxie, voire dans une enveloppe chaude l'entourant, comme l'avaient par exemple suggéré Pantelaki & Clayton (1987). Toutefois, une diminution de la fraction des éjectas quittant la galaxie réduit le nombre de sursauts nécessaires pour atteindre la métallicité de IZw 18 et de ce fait permet de rendre les prédictions du modèle compatibles avec les observations. Par exemple, un scénario impliquant 4 sursauts, comparables à ceux décrits précédemment, mais dont seulement 33% des éléments produits sont retenus dans la galaxie, permet d'obtenir des couleurs compatibles avec les observations. Ceci indique que si l'enrichissement du milieu interstellaire provient des sursauts, la fraction des

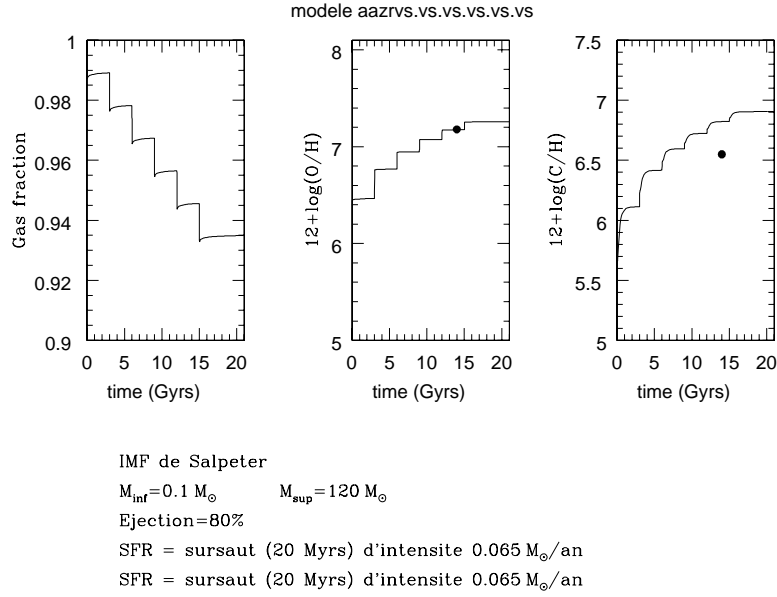


FIG. 9.5 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

produits quittant la galaxie ne peut être supérieure à une valeur de l'ordre de 60-70%. En revanche, si la source d'enrichissement de IZw 18 ne réside pas dans des épisodes de formation massive d'étoiles, rien ne s'oppose à ce que, lors des sursauts, une grande partie des métaux produits soit éjectée.

9.5 Une formation d'étoiles faible et continue

9.5.1 Le modèle

Comme nous venons de le voir, un enrichissement du milieu interstellaire de IZw 18 ne provenant que d'épisodes de sursauts d'étoiles n'est peut être pas la solution la plus satisfaisante. Tout au moins, un tel scénario requiert qu'au plus 60-70% des métaux produits soient éjectés hors de la galaxie, contrairement aux résultats de Mac Low & Ferrara (1998). D'autre part, un certain nombre d'éléments, discutés au paragraphe 9.1, suggèrent la possibilité d'une formation d'étoiles faible mais continue. Aussi, en nous basant sur l'hypothèse selon laquelle la métallicité observée dans IZw 18 ne résulterait que d'un enrichissement dû à une formation stellaire faible mais continue (inter-sursauts), nous avons évalué le taux de formation d'étoiles requis pour

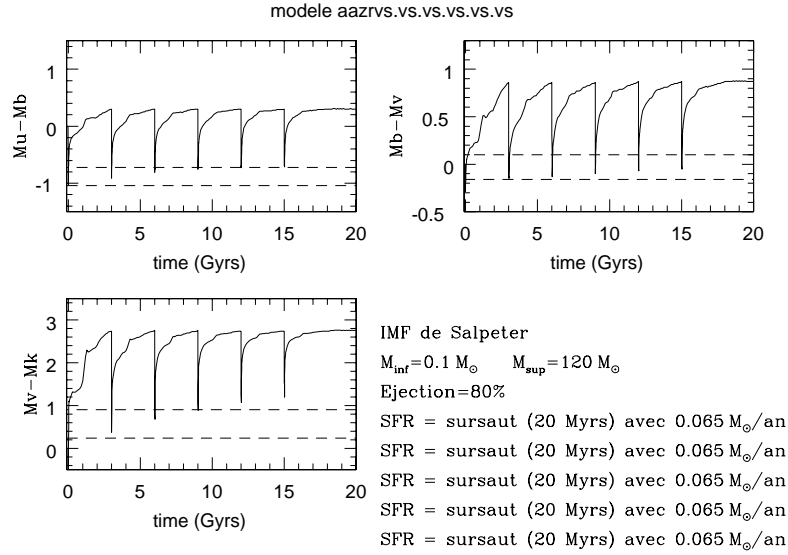


FIG. 9.6 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

amener l'abondance de l'oxygène dans cette galaxie à sa valeur actuelle en 14 milliard d'années. Un taux de formation stellaire de l'ordre de $10^{-4} g M_{\odot}/\text{an}$, où g est la fraction de gaz (en masse) disponible, permet d'atteindre cette valeur. La quantité de gaz consommé est alors très faible et la fraction de gaz disponible reste très proche de 1 durant toute la durée de vie de la galaxie. Cela revient donc à considérer un taux de formation d'étoiles quasiment constant. Un sursaut de formation stellaire a également été ajouté à 14 milliards d'années afin de reproduire l'épisode de formation d'étoiles actuel. Mas-Hesse & Kunth (1998) ont montré que les caractéristiques du sursaut actuel était reproduites par une formation stellaire de durée 20 millions d'années formant $1.33 \cdot 10^5 M_{\odot}$ d'étoiles de masse comprises entre 2 et $120 M_{\odot}$. Ceci est équivalent à un taux de formation d'étoiles de $0.023 M_{\odot}/\text{an}$ pendant 20 millions d'années formant des étoiles de 0.1 à $120 M_{\odot}$. Nous avons donc adopté ces caractéristiques pour le sursaut de formation stellaire à 14 milliards d'années.

Les abondances en oxygène et en carbone (figure 9.7) mesurées respectivement par Skillman & Kennicutt (1993) et Garnett et al. (1997) sont parfaitement reproduites par une formation stellaire faible mais continue. Les éléments produits par le sursaut actuel ne seraient pas encore visibles car trop chauds pour rayonner dans l'optique. La formation stellaire lente et continue, si elle se produit relativement uniformément dans la galaxie, permet,

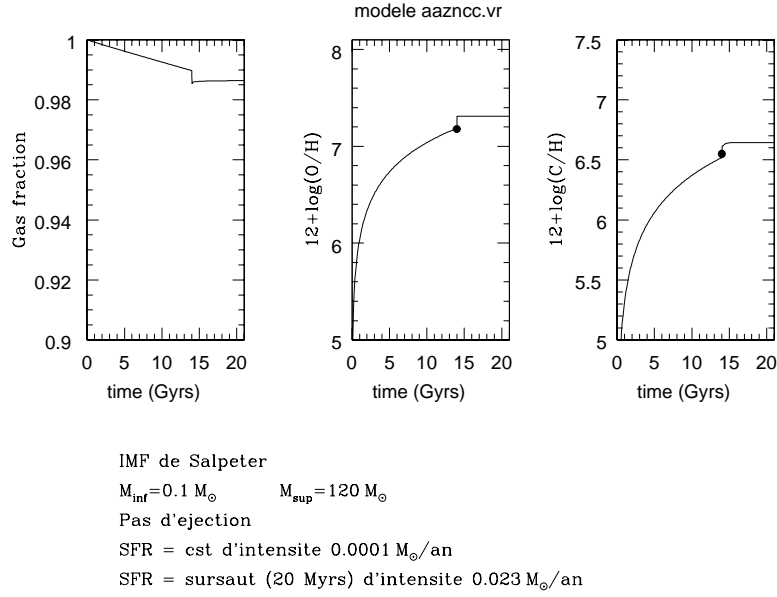


FIG. 9.7 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

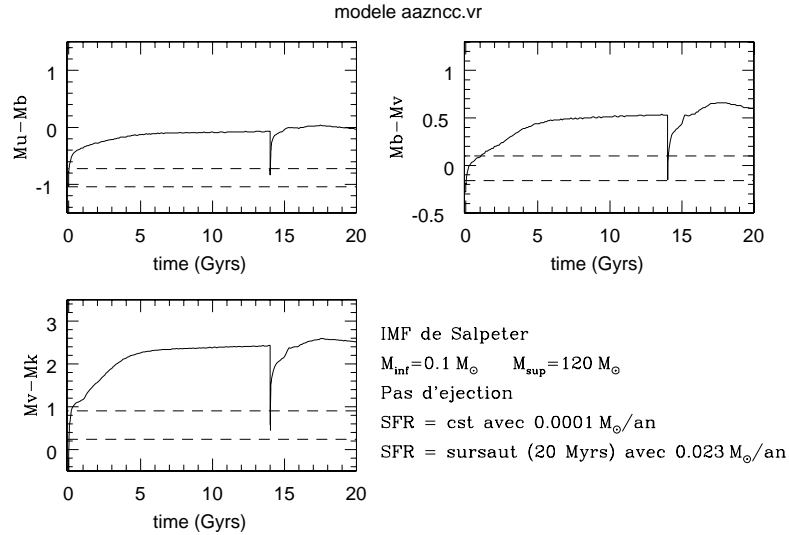


FIG. 9.8 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

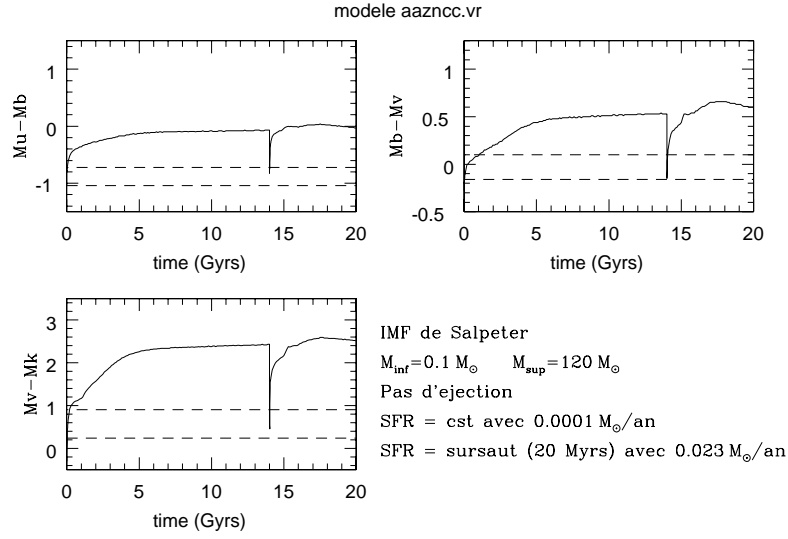


FIG. 9.9 – *Détail de l'évolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

en outre, d'expliquer naturellement l'apparente homogénéité des abondances mesurées et leur similarité entre les deux régions de formation stellaire (NW et SE) dans IZw 18. La longue durée d'évolution (14 milliards d'années) permet également d'assurer un mélange homogène des métaux produits. Les couleurs prédites (figure 9.9), sont en excellent accord avec les observations.

Dans ce modèle, nous avons considéré que les métaux produits durant la période de formation stellaire continue étaient retenus en totalité par la galaxie. Cette hypothèse se justifie par le fait que le très faible taux de formation d'étoiles durant cette période ($10^{-4} M_{\odot} \text{an}^{-1}$) implique un taux d'injection d'énergie cinétique dans le milieu interstellaire relativement faible. Ce taux, évalué à l'aide des modèles de Cervino (1998), est de l'ordre de $9 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ soit légèrement inférieur à $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, limite en dessous de laquelle les modèles de Mac Low & Ferrara (1998), pour une galaxie dont la masse de gaz est supérieure ou égale à $10^8 M_{\odot}$, indiquent que les éjectas de supernovae sont susceptibles de rester dans la galaxie. La présence possible de matière noire (suggérée par la grande différence entre les masses dynamique et de HI observées) est également de nature à augmenter le potentiel gravitationnel de la galaxie et de ce fait inhiber l'éjection de matière hors de la galaxie. Enfin, Mac Low & Ferrara (1998) considèrent que l'ensemble des étoiles sont localisées dans une même région et déposent toute leur énergie au même endroit. Cette hypothèse n'est sans doute pas assurée dans un scénario de formation

d'étoiles continue où la formation stellaire est supposée sporadique et non spatialement corrélée. Si tel est le cas, l'efficacité de l'éjection des métaux est encore diminuée (Mac Low & Ferrara 1998).

9.5.2 Nombre d'étoiles formées

Le taux de formation stellaire continu nécessaire pour reproduire la métallicité observée dans IZw 18 implique que le nombre d'étoiles de masse supérieure à $8 M_{\odot}$ ainsi formées pendant 14 milliards d'années est de l'ordre de 10000. Cela correspond à une centaine d'étoiles massives (typiquement un amas ouvert) tous les 140 millions d'années. Même si ce taux de formation d'étoiles est faible, il n'apparaît donc pas totalement irréaliste. Si l'on tient compte de la durée de vie de ces étoiles, près de 13 étoiles massives sont susceptibles d'être visibles à chaque instant. Le taux de supernovae de type II attendu peut également être évalué à près de $7.5 \cdot 10^{-7}$ par an, soit relativement à la masse de gaz, de l'ordre de $10^{-14} \text{ an}^{-1} M_{\odot}^{-1}$. Pour notre galaxie ce taux est de l'ordre de $10^{-13} \text{ an}^{-1} M_{\odot}^{-1}$ si l'on adopte un taux de SNII de $1.5 \cdot 10^{-2}$ par an (Tammann et al. 1994).

9.5.3 Comparaison avec les galaxies à faible brillance de surface

L'hypothèse selon laquelle les galaxies naines quiescentes ou à faible brillance de surface (LSBG) seraient les contreparties inter-sursaut des galaxies à sursaut de formation stellaire est souvent avancée. Nous avons donc comparé les résultats de notre modélisation aux propriétés des galaxies étudiées par Van Zee et al. (1997a,b,c). Ces résultats sont rassemblés en table 9.1. La masse de HI contenue dans les objets décrits par ces auteurs est généralement supérieure à celle mesurée dans IZw 18, aussi avons nous comparé les taux de formation d'étoiles normalisés par la masse de HI. Pour IZw 18, la masse totale de gaz adoptée était de $10^8 M_{\odot}$. Toutefois, cette valeur inclue à la fois le gaz HI et H_2 . La masse de HI à utiliser pour IZw 18 est donc inférieure et se situe entre $2.6 \cdot 10^7 M_{\odot}$ (Lequeux & Viallefond 1980) et $6.9 \cdot 10^7 M_{\odot}$ (Van Zee et al. 1998) selon que l'on considère la composante principale ou toute la galaxie. Le taux de formation d'étoiles, normalisé à la masse de HI de IZw 18, est donc compris entre $3.85 \cdot 10^{-12}$ et $1.45 \cdot 10^{-12} \text{ an}^{-1}$.

La table 9.1 montre que taux de formation d'étoiles prévu par notre modèle pour IZw 18, relativement à la masse de gaz HI, est comparable aux taux de formation d'étoiles les plus faibles mesurés dans les galaxies quiescentes. D'autre part, ces objets présentent des masses plus élevées que celle

TAB. 9.1 – *Comparaison des taux de formation d'étoiles dans les galaxies quiescentes, à faible brillance de surface, et dans le scénario de formation continu d'étoiles dans IZw 18.*

NOM	Type ^a	Mb	M(HI) 10 ⁷ M _⊙	SFR M _⊙ an ⁻¹	SFR/M(H)	ref
UGCA20	Irr/LSBG	-14.9	25	0.0083	3.32e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC2684	dW/LSBG	-13.7	15	0.0015	1.00e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC2984	?/LSBG	-18.4	500	0.35	7.00e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC3174	Irr/LSBG	-15.7	61	0.0086	1.41e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC5716	dSp/LSBG	-16.3	140	0.023	1.64e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC7178	dI/LSBG	-16.6	140	0.022	1.57e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC11820	dSp/LSBG	-17.7	440	0.074	1.68e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC191	dSp/qui	-18.2	320	0.15	4.69e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC300	dWf/LSBG	-16.5	93.3	0.03	3.26e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC521	Irr/LSBG	-15.8	95.5	0.023	2.41e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC634	dSp/qui	-17.7	470	0.029	6.17e-12	Van Zee et al. (1997c)
UGC891	dWf/qui	-16.3	100	0.014	1.40e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC1175	?/qui	?	102	0.0037	3.63e-12	Van Zee et al. (1997b)
UGC2162	dI/qui	?	71	0.0059	8.31e-12	Van Zee et al. (1997b)
UGC2535	dI/qui	?	275	0.003	1.09e-12	Van Zee et al. (1997b)
UGC3050	S/qui	?	479	0.13	2.71e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC3672	Irr/LSBG	-16.6	129	0.021	1.63e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC4660	dSp/LSBG	-17.8	363	0.025	6.89e-12	Van Zee et al. (1997b)
UGC4762	dI/qui	?	100	0.0099	9.90e-12	Van Zee et al. (1997b)
UGC5764	dI/qui	-13.9	34	0.0098	2.88e-11	Van Zee et al. (1997c)
UGC5829	dI/qui	?	182	0.080	4.40e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC7300	dI/qui	?	129	0.016	1.24e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC8024	dI/qui	?	49	0.0019	3.88e-12	Van Zee et al. (1997b)
UGCA357	dI/LSBG	-16.3	190.5	0.034	1.79e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC9128	dI/qui	?	3.55	0.00017	4.79e-12	Van Zee et al. (1997b)
Haro43	S /LSBG	-17.1	229	0.092	4.02e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC9762	dSp/LSBG	-18.0	479	0.05	1.04e-11	Van Zee et al. (1997b)
UGC10281	dWf/LSBG	-17.1	67.6	0.012	1.78e-11	Van Zee et al. (1997b)
IZw18	dI	-13.92	6.9	0.0001	1.45e-12	
IZw18	dI	-13.92	2.6	0.0001	3.85e-12	

^a Type morphologique / faible brillance de surface (LSBG) ou galaxie quiescente (qui)

de IZw 18. Il en va de même de leurs abondances (en moyenne de l'ordre de $1/4$ à $1/8$ ième solaire) ainsi que de leurs luminosités totales. Ceci indique qu'ils ont vraisemblablement subi une formation d'étoiles plus intense par le passé, peut être sous forme de sursauts. Les galaxies à faible brillance de surface et les galaxies naines quiescentes pourraient donc être les contreparties "calmes" des galaxies à sursaut de formation stellaire. IZw 18 apparaîtrait alors comme un objet particulier subissant son premier sursaut de formation stellaire, mais dans lequel une formation d'étoiles faible et continue aurait commencée depuis longtemps.

Les galaxies à faible brillance de surface ou quiescentes sont donc susceptibles d'être les contreparties en phase calme des galaxies à sursaut de formation d'étoiles. Afin de vérifier si les densités spatiales de ces différents types d'objets sont compatibles avec cette hypothèse, nous avons comparé les résultats de Salzer (1989) et de Briggs (1997a). La densité spatiale locale de galaxies à raies d'émissions donnée par Salzer (1989) est de $4.06 \cdot 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$. La densité de galaxies à faible brillance de surface déterminée par Briggs (1997a) à partir de la fonction de masse en HI pour des objets contenant entre $10^{6.5}$ et $10^{10} \text{ M}_{\odot}$ de gaz, est de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$. La comparaison de ces deux valeurs peut donner une indication comme quoi les galaxies naines passeraient près des quatre cinquième de leur vie en phase calme et apparaîtraient le reste du temps comme des objets à raies d'émission. Bien entendu, ces données ne concernent que des objets locaux et aucune conclusion ne peut en être tirée quant à leur histoire passée.

9.5.4 L'évolution temporelle de la métallicité

Si l'hypothèse d'une formation stellaire faible mais continue s'applique à tout nuage de gaz, elle permet de mieux comprendre pourquoi aucune galaxie plus sous-abondante n'a été trouvée jusqu'ici. En effet, si une formation d'étoiles très faible mais continue peut se généraliser à tout les nuages de gaz susceptibles de former les galaxies, leur métallicité augmente lentement avec le temps jusqu'à atteindre des valeurs proches de celle mesurée dans IZw 18 aujourd'hui. Un tel mécanisme entraînerait une augmentation avec le temps du contenu métallique minimum observable dans les galaxies. Afin de voir si notre modèle n'était pas en contradiction avec les observations de systèmes métalliques très sous abondants observés dans les spectres d'absorption des quasars à grand décalage spectral, nous avons représenté sur la figure 9.10 l'évolution de l'abondance en fer prédite par notre modèle et les mesures de ce même élément tirées de Lu et al. (1996). On constate que notre modèle reproduit l'enveloppe inférieure des observations. Toutefois, un système $\text{Ly}\alpha$ saturé ($z \sim 2.05$ [Fe/H] ~ -2.65), présenté par Lu et al. (1998) mais

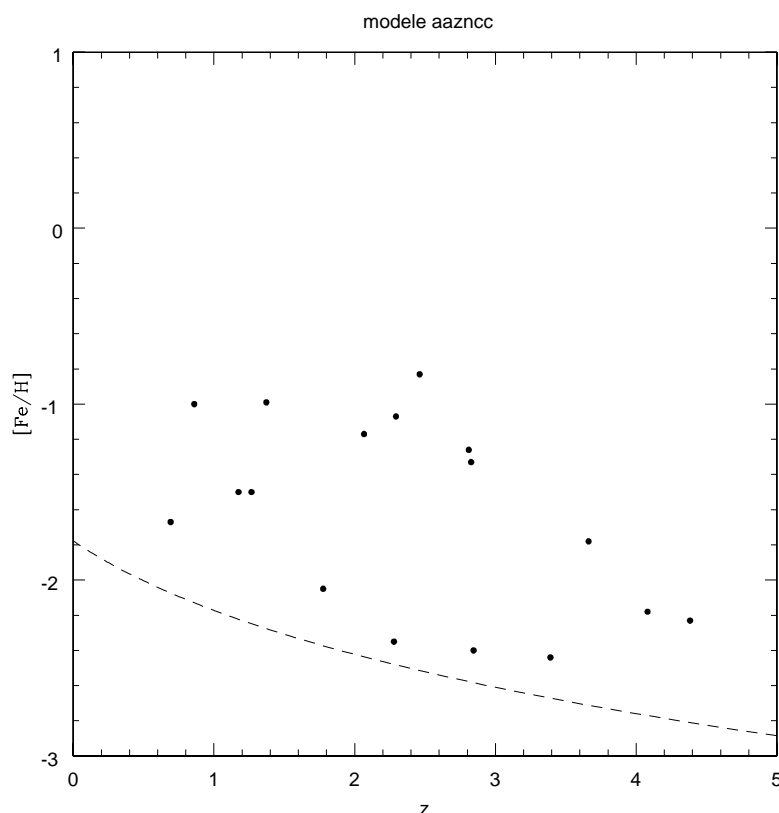


FIG. 9.10 – *Comparaison de l'évolution avec le décalage spectral de l'abondance en fer prédite par le modèle de formation stellaire continu avec les mesures dans les absorbants de quasars (Lu et al. 1996)*

absent de Lu et al. (1996), semble susceptible de présenter une abondance $[\text{Fe}/\text{H}]$ inférieure aux prévisions de notre modèle. Toutefois, Lu et al. (1998) précisent que leurs valeurs ne sont que préliminaires et donc susceptibles de modifications. Par ailleurs, ils soulignent que les abondances en Fe mesurée constituent une valeur inférieure (voir également Pettini et al. 1997) dans la mesure où les atomes de Fe sont susceptibles de se condenser en poussières. Par conséquent, cet unique système ne semble pas en mesure d'infirmier nos résultats.

La formation stellaire dans les galaxies pourrait donc se décomposer en deux régimes: une formation continue faible fixant, à chaque instant, une limite inférieure à l'enrichissement du milieu interstellaire, à laquelle viendrait se superposer des sursauts de formation d'étoiles entraînant un enrichissement important et rapide.

9.5.5 Quel mécanisme pour la formation continue?

La généralisation du processus de formation continue d'étoiles, envisagée au paragraphe précédent, implique un lien entre le taux de formation d'étoiles et la masse totale des nuages. On sait qu'il existe une relation en loi de puissance entre le taux de formation d'étoiles et la densité du gaz où elles se forment (Schmidt 1959). La validité de cette relation a été démontrée pour les régions de haute densité, mais semble disparaître en dessous d'un seuil critique (Kennicutt 1989, 1998). L'existence d'un seuil critique en densité de gaz en dessous laquelle la formation stellaire serait inhibée a été initialement proposée par Quirk (1972). Ce seuil apparaît associé avec celui concernant les instabilités gravitationnelles à grande échelle pour la formation de nuages massifs. Dans le cas d'un disque fin, isotherme, la valeur critique pour la densité de surface du gaz (Toomre 1964; Cowie 1981) peut s'exprimer par (Kennicutt 1989):

$$\Sigma_c = \alpha \frac{\kappa c}{3.36G} \quad (9.2)$$

avec

$$\kappa = 1.41 \frac{V}{R} \left(1 + \frac{R}{V} \frac{dV}{dR}\right)^{1/2} \quad (9.3)$$

où c est la vitesse de dispersion dans le gaz, κ la fréquence épicyclique dérivée de la courbe de rotation, et V la vitesse de rotation à la distance R du centre de la galaxie. Cependant, Van Zee et al. (1997c) ont montré que les galaxies à faible brillance de surface présentaient de la formation stellaire en dépit d'une densité inférieure au seuil critique. Il semble donc que ce type de calculs s'applique bien aux épisodes de formation stellaire massifs affectant l'ensemble de la galaxie, mais peut-être pas à une formation plus sporadique, telle la formation continue envisagée ici. Toutefois, une autre hypothèse consiste à dire que, dans des objets de faible densité, celle-ci peut quand même, très localement, dépasser la valeur critique, et entraîner une formation d'étoiles localisée et de faible intensité. Si tel est le cas, le calcul de la densité critique peut permettre d'estimer grossièrement les limites de la région susceptible de former des étoiles, en considérant que si la densité devient par trop inférieure au seuil, les chances qu'un maximum local le dépasse deviennent faibles. Les observations HI et optiques de Van Zee et al. (1998) et Petrosian et al. (1997) indiquent que IZw 18 subit une rotation solide, tout au moins dans sa partie centrale, de paramètre $\frac{dV}{dR} = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. En utilisant une dispersion de vitesse de 12 km s^{-1} (Van Zee et al. 1998), la densité critique est de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{22} \text{ atomes cm}^{-2}$. Si l'on considère que les fluctuations locales de densité ne dépassent pas un facteur 100, cela

permet d'estimer que la formation continue ne sera susceptible de se produire que dans les régions où la densité sera supérieure ou égale à une valeur de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{20}$.

Wyse & Silk (1989) ont également étudié l'évolution de disques de galaxies où le taux de formation d'étoiles au rayon r et au temps t est donné par:

$$\psi(r, t) = \epsilon \cdot \Omega(r) \cdot \mu_{HI}(r, t) \quad (9.4)$$

où ϵ représente l'efficacité de formation d'étoiles, $\Omega(r)$ la fréquence angulaire locale, et $\mu_{HI}(r, t)$ la densité de surface de gaz HI. Nous avons également appliqué ce modèle à IZw 18 en négligeant la dépendance en temps des différents paramètres. La fréquence angulaire, en utilisant la courbe de rotation déduite par Van Zee et al. (1998) et Petrosian et al. (1997), vaut $\Omega = (8.76 \cdot 10^7 \text{ an})^{-1}$. La masse de HI mesurée par Van Zee et al. (1998), reportée sur une surface de $2.3 \times 3 \text{ kpc}$ conduit à une densité de surface moyenne de HI de l'ordre de $3 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}$. Le taux de formation d'étoiles est alors $\psi = 0.18 \epsilon \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$. Comparé au taux de formation d'étoiles dérivé de notre modélisation ($10^{-4} \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$), cela indique une efficacité de formation d'étoiles extrêmement faible ($\epsilon \sim 6 \cdot 10^{-4}$).

9.5.6 IZw 18 avant le sursaut actuel

Si le sursaut actuel de formation stellaire dans IZw 18 est le premier, à quoi ressemblerait cette galaxie juste avant et si d'autres objets comparables existent, est-il possible de les observer? Afin de répondre à ces questions, nous avons calculé quelle serait la brillance de surface d'un tel objet. Notre modèle prévoit, à l'issue de la formation continue pendant 14 milliards d'années, une magnitude de l'ordre de 20 en V et 17.5 en K pour une masse de gaz de 10^8 M_\odot . Afin d'estimer la brillance de surface, la région où la formation continue d'étoiles à lieu doit être déterminée. En nous basant sur les calculs précédents, nous avons limité cette région à l'enveloppe HI à 10^{20} cm^{-2} mesurée par Van Zee et al. (1998) soit $60 \times 45''$. Sous ces hypothèses, la brillance de surface attendue sera de l'ordre de 28 mag arcsec^2 en V et 26 mag arcsec^2 en K. Ces valeurs constituent vraisemblablement une limite supérieure en magnitude (donc inférieure en brillance). En effet, si une fraction des éléments produits, même faible, s'échappe de la galaxie, le taux de formation stellaire évalué précédemment doit être réhaussé et constitue donc une limite inférieure. Ces brillances de surface sont faibles, mais devraient pouvoir être détectées avec les nouveaux télescopes de la classe des 8m (VLT, Gemini,...). Des demandes de temps de télescope avec pour objectif de détecter une pos-

sible population stellaire sous jacente, vieille et étendue dans des galaxies de faible métallicité, telle IZw 18, sont en cours.

L'un des points critiques de ce modèle est la non détection, jusqu'à maintenant, de nuages de gaz HI sans contreparties optiques. En effet, s'il existe des galaxies comparables à IZw 18 n'ayant encore pas subi de sursaut de formation stellaire, il est légitime de penser qu'elles auraient dû être détectées par les programmes de recherche systématique de nuages HI. Toutefois, s'ils existent, de tels objets doivent être très rares. En effet, IZw 18 est l'un des seuls objets (avec peut-être SBS 0335-052 et UGC 4483) susceptible de subir actuellement son premier sursaut de formation stellaire. Cela indique donc que la majorité des galaxies naines ont vraisemblablement déjà subi un ou plusieurs sursauts de formation d'étoiles produisant une population stellaire vieille concentrée dans la région où a eu lieu le sursaut. Les magnitudes et les brillances de surface qui en résultent sont vraisemblablement suffisamment importantes pour donner lieu à une détection optique associée au gaz HI. A titre d'exemple, après 5 milliards d'années, les étoiles produites lors d'un sursaut unique de formation stellaire ayant duré 20 millions d'années avec un taux de formation d'étoiles de $0.065 \text{ M}_{\odot} \text{ an}^{-1}$ donnent, pour une galaxie comme IZw 18, une magnitude absolue de l'ordre de -9 en B, -11 en R et -13 en K, concentrée dans une région de l'ordre du kpc. Si un second sursaut de formation d'étoiles intervient après 3 milliards d'années, les magnitudes tombent, 5 milliards d'années après ce second épisode, à environ -10 en B, -11.8 en R et -13.9 en K. Dans ce dernier cas, les brillances de surface sont de l'ordre de $26 \text{ mag arcsec}^{-2}$ en B, $24.4 \text{ mag arcsec}^{-2}$ en R et $22.4 \text{ mag arcsec}^{-2}$ en K. Ces caractéristiques ne sont pas très différentes de celles des galaxies naines faibles, situées à l'extrémité de la fonction de luminosité des galaxies, étudiées par Lo et al. (1993). Si un tel objet est observé moins de 5 milliards d'années après le dernier sursaut, ou s'il a subi plus de 2 sursauts, les magnitudes seront alors parfaitement comparables à celles des galaxies naines faibles actuellement connues. Par conséquent, une galaxie naine ayant subi seulement deux ou trois sursauts violents de formation stellaire localisés dans sa partie centrale, observée même quelques milliards d'années après le dernier sursaut, sera détectée en optique et apparaîtra comme une galaxie à faible brillance de surface. La non détection de nuages HI sans contreparties optiques résulte donc sans doute du très faible nombre d'objets n'ayant pas subi de sursaut. Cette hypothèse est corroborée par le très faible nombre de galaxies, telles IZw 18, susceptibles de subir leur premier sursaut de formation stellaire.

9.5.7 Le rapport C/O

Le rapport des abondances de carbone et d'oxygène (C/O) dans IZw 18 apparaît élevé en comparaison à celui observé dans d'autres galaxies naines de faible métallicité (Garnett et al. 1997). Plus exactement, si l'on exclut IZw 18, il semble qu'il existe une corrélation entre ce rapport et l'abondance en oxygène.

L'une des premières hypothèses avancée pour expliquer l'augmentation du rapport C/O avec la métallicité (Garnett et al. 1995b) est que les galaxies de plus faible métallicité sont les plus jeunes et de ce fait dominées par l'enrichissement des étoiles les plus massives (produisant beaucoup d'oxygène et relativement moins de carbone). Les galaxies plus abondantes en métaux seraient plus vieilles et l'enrichissement observé résulterait des éjectas des étoiles moins massives, donc plus riches en carbone. Ce scénario comporte plusieurs hypothèses sous-jacentes et discutables. La première est que les métaux produits par les étoiles massives sont très rapidement visibles. Nous avons vu précédemment que ce point est loin d'être garanti. Une autre hypothèse implicite de cette interprétation est que l'essentiel de l'enrichissement observé provient de l'épisode de formation d'étoiles actuel, la métallicité et le rapport C/O augmentant alors avec le temps. Cependant, l'observation de nombreuses galaxies naines irrégulières subissant des sursauts de formation stellaire a révélé la présence de populations stellaires vieilles sous jacente, traduisant l'existence de sursauts passés (Doublier 1998). Enfin, cette hypothèse ne permet pas d'expliquer la valeur élevée de C/O dans IZw 18.

Par ailleurs, un certain nombre d'arguments discutés précédemment plaident en faveur de sursauts de formation d'étoiles entrecoupés de périodes durant laquelle la formation stellaire est fortement réduite. Si l'on considère cette hypothèse, à l'issue d'une période "calme", le rapport C/O devrait être à peu près comparable à celui observé dans IZw 18. La survenue d'un sursaut de formation stellaire pourrait, dans un premier temps augmenter l'abondance en oxygène et diminuer le rapport C/O du fait des rejets rapides des étoiles les plus massives. L'évolution ultérieure des étoiles moins massives, produisant du carbone, ferait alors remonter le rapport C/O sans que l'abondance en oxygène soit fortement augmentée. On devrait alors observer pour une même métallicité une grande dispersion des observations de C/O (des valeurs faibles pour un sursaut jeune à des valeurs plus élevées pour des âges plus grands). Les données actuellement disponibles ne semblent pas indiquer une telle dispersion (Garnett et al. 1997; Kobulnicky & Skillman 1998). Cependant le nombre d'objets dans lesquels le rapport C/O est mesuré reste faible ce qui limite les contraintes que l'on peut tirer des observations. Par ailleurs, l'argument du temps de refroidissement et de mélange des éléments

rejetés par les étoiles massives s'applique également. Tout particulièrement, les mesures d'abondances nécessitent que le gaz interstellaire soit ionisé, donc que les sursauts de formation d'étoiles soient suffisamment jeunes. Si la durée du sursaut de formation stellaire est courte (disons quelques millions d'années) l'enrichissement des étoiles peu massives interviendra après que le flux ionisant ait beaucoup chuté. Il est donc fort probable que l'augmentation de l'abondance du carbone ne soit visible que lors du sursaut suivant. Dans ce cas, l'évolution du rapport C/O ne traduirait pas l'âge du sursaut actuel mais la période le séparant du sursaut précédent. Un rapport C/O élevé signifierait qu'une longue période calme (durant laquelle les étoiles peu massives ont eu le temps de produire du carbone) a séparé le sursaut actuel du précédent tandis qu'un rapport C/O faible indiquerait que le dernier sursaut de formation stellaire a eu lieu récemment. Kobulnicky & Skillman (1998) arrivent aux mêmes conclusions en considérant le rapport N/O. A l'aide du modèle utilisé précédemment, nous avons tenté une vérification rapide de ces hypothèses. Les résultats préliminaires obtenus indiquent que les choses ne sont pas aussi simples. En particulier, il semble difficile de reproduire, avec des hypothèses "réalistes" concernant l'intensité des sursauts, le faible rapport C/O observés dans l'un des objets les plus sous-abondants, SBS 0335-052, et ce quelque soit l'âge du sursaut. Cependant, une erreur dans la mesure du rapport C/O dans cet objet n'est pas exclue. En revanche, pour les objets de métallicité plus élevée, la reproduction du rapport C/O semble plus facile. Des travaux complémentaires dans ce domaine restent néanmoins nécessaires. Par exemple, il a été considéré que les éléments produits par les étoiles massives restaient visibles en totalité. La possibilité que, dans certains cas, des espèces se condensent en poussières n'a pas été prise en compte. Un taux de condensation en poussière différent pour les différents éléments chimiques est peut-être en mesure de modifier de façon notable les rapports d'abondance.

Afin d'expliquer qualitativement les observations de Garnett et al. (1997), le raisonnement suivant peut également être proposé: L'enrichissement du milieu interstellaire des galaxies pourrait provenir d'une formation stellaire faible mais continue à laquelle se superposeraient des sursauts violents de formation d'étoiles. Les abondances observées dans IZw 18 ne résulteraient que de la formation continue, les éléments produits par le sursaut actuel n'étant pas encore visibles. Si durant la formation continue, aucune étoile de forte masse n'était produite, le rapport C/O apparaîtrait relativement élevé. En effet, l'oxygène est essentiellement produit par les étoiles massives tandis que le carbone est produit par ces mêmes étoiles mais également par les étoiles de masse intermédiaires. Si lors des sursauts de formation d'étoiles étaient produites essentiellement des étoiles massives et pas d'étoiles de masse faible et intermédiaires, on constaterait, après le sursaut, une diminution du rap-

port C/O dû à une augmentation importante de l'oxygène, produit par les étoiles de grande masse, et à une faible production de carbone à cause du déficit en étoiles de masses intermédiaires. On peut donc imaginer un scénario dans lequel les étoiles de faible et forte masses ne seraient pas produites de la même façon; les étoiles les plus petites seraient formées lentement et continuellement tandis que les plus massives apparaîtraient lors des sursauts. La fonction de masse "finale" serait proche d'une fonction de Salpeter. S'il permet qualitativement de donner une explication à la forte valeur de C/O dans IZw 18 par rapport aux autres galaxies de faible métallicité, ce scénario ne semble pas en mesure d'expliquer quantitativement cette différence ni de reproduire la tendance à l'augmentation du rapport avec l'abondance. En effet, les abondances en oxygène et en carbone dans IZw 18 sont parfaitement reproduits par une formation d'étoiles constante faisant intervenir une fonction de masse initiale de Salpeter produisant des étoiles de 0.1 à 120 M_{\odot} . Si l'on abaisse la masse supérieure des étoiles produites durant cette phase à 20 M_{\odot} , il faut, pour reproduire l'abondance en oxygène, multiplier le taux de formation d'étoiles par plus de vingt. Cela entraîne une forte production du carbone par les étoiles de masse intermédiaires. L'abondance en carbone prédite est alors plus de dix fois supérieure à celle mesurée.

Par ailleurs, après un ou deux sursauts, l'abondance apparaît essentiellement dominée par les métaux produits lors de ces sursauts. Par conséquent, si lors de ces épisodes seules sont produites des étoiles de grande masse, et que la masse inférieure des étoiles formées reste toujours la même, chaque sursaut fera augmenter l'abondance générale, mais ne modifiera pas le rapport des abondances des différents éléments. Un tel modèle semble donc incapable de reproduire la tendance à l'augmentation du rapport C/O avec l'abondance, sauf à considérer une variation avec la métallicité de la masse inférieure des étoiles formées.

Enfin, l'hypothèse d'une formation stellaire en deux régimes différents pose le problème de la fonction de masse résultante. En effet, la plupart des observations indiquent que la loi de répartition du nombre étoiles formées en fonction de leur masse doit être proche d'une fonction de Salpeter. Aussi, si les étoiles de faible masse sont produites continuellement, un sursaut, pour former les étoiles massives "complétant" la distribution du nombre d'étoiles afin de préserver une fonction de Salpeter, doit avoir une intensité proportionnelle à la formation stellaire continue passée. Autrement dit, si la fonction de masse résultant de la formation continue plus le sursaut est une Salpeter et que la formation continue forme les étoiles de la partie "basse" de la fonction (disons par exemple entre 0.1 et 20 M_{\odot}), le sursaut doit ajuster son intensité pour former exactement le nombre d'étoiles requis dans la partie "haute" de la fonction de masse (20-120 M_{\odot}). Un tel scénario nécessiterait

donc un ajustement fin de l'intensité des sursauts. Il semble difficile de trouver un mécanisme physique simple permettant de réguler ainsi l'intensité des sursauts en fonction de l'histoire passé de formation d'étoiles.

Il semble donc peu probable qu'un scénario faisant intervenir plusieurs régimes de formation d'étoiles impliquant différentes limites sur la masse des étoiles formées soit susceptible d'expliquer les observations du rapport C/O dans les galaxies à sursaut.

Chapitre 10

Conclusion sur les profils d'abondance

*La lune reflétait par terre
Comme une étoile de mer
Et je marche dans les rues
Sans savoir, sans savoir vraiment
Ni comment ni pourquoi
J'en suis arrivé là.*

Fred Kleimberg
La Lune

Des observations en spectroscopie à longue fente de la galaxie naine bleue IZw 18 ont été réalisées avec le télescope de 3.6m du CFH. Cette étude nous a permis de mettre en évidence les résultats suivants:

- Des étoiles de type WR ont été détectées. Les flux dans les “bosses” à 4650Å et 5808Å sont compatibles avec la présence d’une ou deux WC et au plus une WN. Ces résultats, bien que sensiblement différents de ceux de Izotov et al. (1997), peuvent être compris en termes de positions différentes des fentes, entraînant l’observation de régions différentes (de Mello et al. 1998). Une corrélation entre la région où se trouvent les étoiles WR et le maximum de l’émission nébulaire HeII λ 4686 a été mise en évidence, indiquant que ces étoiles, en raison de leur très forte température effective, sont probablement responsables de cette émission nébulaire, comme l’avait proposé Schaerer (1996). Deux hypothèses semblent pouvoir expliquer la présence d’étoiles WR dans une galaxie

de si faible métallicité: la présence d'étoiles de masse supérieure à 80-90 M_{\odot} présentant des taux de perte de masse plus élevés (au moins doubles) que ceux généralement prévus par les modèles "standard", ou la formation des étoiles WR dans des systèmes binaires.

- Les mesures d'abondance montrent que celle-ci est homogène sur plus de 600 pc. Des résultats identiques ont été obtenus par différents groupes d'observateurs pour plusieurs galaxies naines à sursaut de formation stellaire. La taille des régions présentant des abondances homogènes semble supérieure, compte tenu de l'âge évalué des sursauts, à celles dans lesquelles les éléments produits par les étoiles massives sont susceptibles de s'être mélangés (Roy & Kunth 1995). Cela suggère, contrairement à l'hypothèse de Kunth & Sargent (1986), que les métaux produits par le sursaut actuel ne sont pas encore visibles, parce qu'encore trop chauds (Devost et al. 1997), et que les abondances mesurées sont dues à une formation d'étoiles passée.
- L'utilisation d'un modèle spectrophotométrique couplé à l'évolution chimique des galaxies nous a permis de montrer que cet enrichissement pouvait être dû à un sursaut passé. Toutefois, les travaux de Mac Low & Ferrara (1998) indiquent que dans un objet de faible masse, une grande partie des métaux produits lors d'un sursaut doivent être éjectés de la galaxie. Si l'abondance mesurée dans IZw 18 provient de sursauts répétitifs, dont une partie des produits quitte la galaxie, les couleurs mesurées dans cet objet indiquent qu'au plus 60 à 70% des métaux ont été perdus.
- Nous avons également étudié la possibilité d'une formation d'étoiles continue mais très faible ($10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ pour IZw 18), à laquelle se superposerait des sursauts violents de formation stellaire. Dans ces conditions, les métaux produits par la formation stellaire continue, du fait de sa faible intensité et de sa répartition spatiale uniforme, seraient susceptibles d'être totalement retenus par la galaxie et être à eux seuls responsables de l'abondance homogène mesurée. Les différents paramètres prédits par ce modèle (abondances en oxygène et en carbone, fraction de gaz, couleurs) sont en excellent accord avec les données observationnelles disponibles.
- La valeur élevée du rapport C/O dans IZw 18 est parfaitement reproduite par notre modèle de formation stellaire faible et continue. En revanche, les valeurs plus faibles de ce rapport, enregistrées dans

quelques autres galaxies naines très sous abondantes (comme SBS 0335-052), semblent plus difficiles à reproduire, de même que son apparente augmentation avec la métallicité.

- La comparaison des prédictions d’un tel scénario avec les observations des galaxies à faible brillance de surface indique que ces dernières sont susceptibles de constituer les contreparties “calmes” des galaxies à sursaut de formation stellaire. IZw 18 apparaîtrait alors comme un objet particulier présentant son premier sursaut de formation stellaire, mais ayant commencé à former des étoiles à très faible taux depuis longtemps.
- L’hypothèse d’une formation stellaire faible et continue, généralisée à tous les nuages de gaz susceptibles de former des galaxies, peut rendre compte de l’augmentation, quand le redshift diminue, de la métallicité des absorbants les plus sous abondants dans les spectres de quasars.
- Si des objets comparables à IZw 18 avant son sursaut de formation stellaire actuel existent, leur brillance de surface doit être inférieur ou égale à 28 mag/arcsec^2 en V et 26 mag/arcsec^2 en K. De tels objets devraient être détectables avec les nouveaux télescopes de la classe des 8m (VLT, Gemini,...).
- L’absence de nuages HI sans contrepartie optique est vraisemblablement due à leur extrême rareté ou à leur faible densité de colonne qui les place alors en dessous du seuil de détection par les radio télescopes.

Conclusions et Perspectives

Chapitre 11

Conclusions

Il vient toujours une heure dans l'histoire où celui qui ose dire que deux et deux font quatre est puni de mort [...]

Et la question n'est pas de savoir quelle est la récompense ou la punition qui attend ce raisonnement. La question est de savoir si deux et deux, oui ou non, font quatre.

Albert Camus
La Peste

Dans ce travail, nous nous sommes intéressé principalement à deux aspects des galaxies naines présentant des sursauts de formation stellaire: leur émission $\text{Ly}\alpha$, et l'enrichissement de leur milieu interstellaire.

Lorsque nous avons commencé cette étude, l'origine de l'apparente atténuation de la raie $\text{Ly}\alpha$ par rapport à $\text{H}\alpha$ était fortement sujette à débat. En effet, certaines observations indiquaient que l'extinction interstellaire due aux poussières, renforcée par la diffusion résonante des photons dans le gaz neutre, qui en allongeant leur parcours dans la galaxie augmente leur probabilité d'être détruits, pouvait à elle seule rendre compte de l'atténuation de la raie $\text{Ly}\alpha$. Cependant, le fait que certaines galaxies de très faible contenu en poussières, comme IZw18 ou Mkn 36, ne présentaient pas d'émission $\text{Ly}\alpha$, et au contraire révélaient une absorption, et que parallèlement des galaxies de relativement "forte" métallicité, comme Haro 2, présentaient cette même raie en émission, suggérait une influence importante de la diffusion résonante dans le gaz neutre. De même, l'observation de profils d'émission $\text{Ly}\alpha$ de type

P-Cygni semblait indiquer que la dynamique du gaz neutre jouait également un rôle important. Dans ce cadre, notre comparaison des profils des raies $H\alpha$ et $Ly\alpha$ nous permet désormais de rendre compte de façon relativement satisfaisante de l'ensemble des observations. La vision qui émerge maintenant est la suivante:

- Les photons $H\alpha$ et $Ly\alpha$ sont initialement produits dans mêmes régions ionisées par les étoiles massives formée récemment.
- L'énergie mécanique libérée par le sursaut de formation stellaire, sous forme de vents et d'explosions de supernovae, crée des bulles de gaz en expansion. Les régions ionisées de ces bulles contribuent à l'élargissement des ailes des raies $H\alpha$ et $Ly\alpha$. Parallèlement, ces bulles "poussent" la matière interstellaire, en particulier le gaz neutre alentour. Selon l'intensité du sursaut de formation stellaire, une partie plus ou moins importante du gaz neutre sera mise en mouvement.
- Les photons $H\alpha$ traversent le gaz neutre sans interaction notable avec celui-ci. Le profil $H\alpha$ observé est donc proche d'une gaussienne (photons émis par la région de formation stellaire) dont les ailes sont élargies du fait de la contribution d'une bulle en expansion.
- Les photons $Ly\alpha$, lorsqu'ils traversent le gaz neutre, subissent de nombreuses diffusions résonantes. Si de grandes quantités de HI au repos, c'est-à-dire non poussées par les bulles, donc à même vitesse que la région d'émission des photons, subsistent sur la ligne de visée, les multiples diffusions résonantes auront tendance à redistribuer **tous** les photons $Ly\alpha$ dans l'ensemble du halo de la galaxie. Si seule est observée la région centrale de la galaxie, cette "dilution géométrique" se traduira par une très forte atténuation du flux $Ly\alpha$, voire par une apparente absorption. La galaxie doit alors présenter une faible brillance de surface. A grand décalage spectral, cette brillance diminuera fortement, rendant très difficile la détection de cette raie.
- Si, en revanche, la plus grande partie du HI sur la ligne de visée est "poussée" par la bulle en expansion, seuls seront affectés, en raison du décalage en vitesse, les photons de l'aile bleue de $Ly\alpha$. On observera alors une émission $Ly\alpha$ avec un profil de type P-Cygni.
- Si l'on néglige la diminution du flux $Ly\alpha$ due à la diffusion résonante, son atténuation peut être attribué, à tort, à l'extinction interstellaire, moyennant l'emploi d'une loi d'extinction adaptée et de coefficients mesurés à partir des décréments de Balmer. En revanche, si l'on tient

compte des diffusions résonantes, on constate que l'extinction interstellaire due aux poussières doit être plus faible que celle mesurée par les décréments de Balmer, en accord avec les travaux indiquant une extinction plus faible dans l'UV que dans le visible (Lequeux et al. 1981).

- Les photons $\text{Ly}\alpha$ émis en direction opposée à l'observateur peuvent être rétrodiffusés par le HI poussé par la partie arrière de la bulle en expansion. Réémis en direction de l'observateur, ils traversent le gaz neutre sur la ligne de visée sans interagir, du fait de leur décalage en vitesse par rapport à celui-ci. Cet effet contribue à élargir l'aile rouge de la raie $\text{Ly}\alpha$.

Pour ce qui est de l'étude de l'enrichissement du milieu interstellaire, nous nous sommes principalement intéressés à la galaxie naine IZw 18. Nos observations nous ont permis de montrer que l'abondance dans cet objet, comme dans les autres galaxies naines où des travaux comparables ont été effectués, était extrêmement homogène à des échelles d'au moins 600 pc. Si, comme l'ont montré Van Zee et al. (1998), l'abondance dans le halo HI est comparable à celle des régions HII, cela semble exclure l'hypothèse d'un enrichissement dû au sursaut de formation actuel. En effet, l'âge du présent sursaut ne semble pas compatible avec le temps nécessaire pour disperser, et encore moins mélanger, les métaux produits par les étoiles massives, sur de telles échelles spatiales. Il semble donc que la métallicité mesurée lors d'un sursaut de formation d'étoiles soit le résultat d'une formation stellaire passée. Le sursaut ne ferait "qu'éclairer" le gaz déjà enrichi, mais ne contribuerait pas encore à sa métallicité. En nous aidant d'un modèle d'évolution spectrophotométrique couplé à l'évolution chimique des galaxies, nous avons étudié différents scénarios de formation stellaire susceptibles de reproduire, à la fois les abondances, mais aussi les couleurs, observées dans cet objet. Cette double contrainte nous a permis d'établir les faits suivants:

- La métallicité observée peut-être compatible avec un unique sursaut de formation stellaire passé si tous les éléments produits restent dans la galaxie. Cependant, si comme le montrent Mac Low & Ferrara (1998), une grande partie des métaux produits par un tel épisode quittent la galaxie, plusieurs sursauts sont nécessaires pour reproduire l'abondance actuelle. Dans cette hypothèse, nous avons montré qu'au plus 60 à 70% des métaux pouvaient être perdus, en contradiction avec les prédictions de Mac Low & Ferrara (1998).
- L'observation des galaxies à faible brillance de surface suggère la possibilité d'une formation d'étoiles continue mais très faible en dehors des

sursauts de formation stellaire. Un taux de formation d'étoiles, proportionnel à la fraction g de gaz disponible, d'intensité $10^{-4} g M_{\odot} \text{an}^{-1}$ se maintenant pendant 14 milliards d'années dans IZw 18 suffit à rendre compte des différents paramètres observationnels. Le sursaut actuel serait alors le premier dans l'histoire de cette galaxie. Ce scénario explique également l'homogénéité des abondances à grande échelle.

- La généralisation d'une formation stellaire faible et continue à tous les nuages susceptibles de former des galaxies permet d'identifier les galaxies à faible brillance de surface comme les contreparties en phase "calme" des galaxies à sursaut de formation stellaire. Elle permet également de rendre compte de l'évolution avec le décalage spectral de la métallicité des absorbants les plus sous abondants dans les spectres de quasars. Si des objets comparables à IZw 18 avant le sursaut de formation stellaire actuel existent, leur brillance de surface doit être de l'ordre de 28 mag/arcsec^2 en V et 26 mag/arcsec^2 en K.

Ce travail nous a permis de dégager une vision de l'évolution des galaxies naines légèrement différente de celles existant jusqu'alors. En effet, si les sursauts de formation stellaire restent des éléments majeurs de l'histoire des galaxies naines, ils ne représentent sans doute pas les seules périodes durant lesquelles celles-ci forment des étoiles. Une formation stellaire sous jacente, lente et continue, lors des périodes inter-sursaut, doit également exister. Nous avons pu démontrer que cette formation d'étoiles continue et lente, même si elle ne présente qu'une très faible efficacité, ne peut être négligée, tout particulièrement lorsque l'on s'intéresse aux galaxies de très faible métallicité.

Enfin, des étoiles de type WR ont été découvertes dans IZw 18. La corrélation entre leur position et le maximum de l'émission nébulaire $\text{HeII}\lambda 4686$ semble confirmer l'hypothèse de Schaerer (1996) comme quoi ces étoiles seraient responsables de la forte raie $\text{HeII}\lambda 4686$. La présence de WR à si faible métallicité requiert soit l'existence d'étoiles de masse supérieure à $80\text{-}90 M_{\odot}$ qui présenteraient des taux de perte de masse doubles de ceux prévus par les modèles "standard", soit leur formation dans des systèmes binaires.

Chapitre 12

Perspectives

*J'ai vu des archipels sidéraux! et des îles
Dont les cieux délirants sont ouverts au vogueur:
Est-ce en ces nuits sans fonds que tu dors et t'exiles,
Million d'oiseaux d'or, Ô future Vigueur? -*

Arthur Rimbaud
Le bateau ivre

Ce travail nous a permis de mieux comprendre quelle pouvait être l'influence des étoiles massives sur le milieu interstellaire, tant sur le plan de la dynamique du gaz que de son évolution chimique. Toutefois, même si des résultats intéressants ont été obtenus, beaucoup de travail reste à faire pour bien maîtriser l'ensemble de ces phénomènes. Nous soulignerons plus particulièrement les points suivants, susceptibles de nous fournir une base de travail pour les années à venir.

- Le nombre d'objets pour lesquels les émissions $\text{Ly}\alpha$ et $\text{H}\alpha$ ont pu être comparés est relativement faible. Il semble donc naturel, pour affermir et affiner nos résultats, de vouloir réaliser le même type d'étude sur d'autres objets. Parallèlement l'un des résultats importants de notre thèse est que l'émission $\text{Ly}\alpha$ semble provenir de régions dont l'extinction interstellaire est relativement faible. L'un des inconvénients des observations effectuées jusqu'ici avec HST réside dans le fait que la faible dimension de la fente utilisée ($2'' \times 2''$) interdit une mesure de la variation spatiale de l'émission $\text{Ly}\alpha$. La possibilité de réaliser de la spectroscopie à longue fente avec le Télescope Spatial (STIS) permet

désormais d'observer, avec le même instrument, les variations spatiales des émissions $\text{Ly}\alpha$, $\text{H}\beta$ et $\text{H}\gamma$. Ce type d'observation devrait permettre d'étudier en détail le lien entre l'émission $\text{Ly}\alpha$, la dynamique du gaz et l'extinction interstellaire mesurée à partir des raies de Balmer. Une demande de temps d'observation sur HST a été faite dans ce sens.

- Une grande partie de l'argumentation en faveur d'un taux de formation d'étoiles constant repose sur l'hypothèse selon laquelle les métaux produits par le sursaut actuel sont invisibles en optique, parce que trop chauds. Si tel est le cas, ces éléments doivent principalement rayonner dans le domaine des rayons X. Des indications pour la présence de gaz chaud fortement enrichi existent déjà (Cappi et al. 1998), mais la détermination de la métallicité dans le gaz chaud, et son association avec des éjectas d'étoiles massives reste difficile, du fait de la résolution spectrale et spatiale modérée des instruments actuels. La prochaine génération de satellites, tels AXAF ou XMM, devrait permettre une mesure précise de la métallicité du gaz X et sa localisation spatiale. Par ailleurs, l'observation d'enrichissements locaux dans des objets tels NGC 5253, ou de la présence de poussières condensées dans les résidus de supernovae, semblent indiquer que, dans certaines conditions mal connues, les métaux rejetés par les étoiles massives sont susceptibles de se refroidir assez rapidement. La compréhension et la quantification des processus de refroidissements des éjectas est donc un élément important pour l'étude de l'enrichissement du milieu interstellaire et de l'évolution chimique des galaxies. Une approche observationnelle de ce type de phénomène pourrait être menée en obtenant des observations conjointes en optique, en X et dans le domaine gamma (particulièrement l'aluminium 26, élément radioactif produit par les supernovae) de régions de formation d'étoiles récentes. D'une part, ce type d'étude nécessite une bonne résolution spatiale, et d'autre part les détections du rayonnement gamma produit par Al26 ne peuvent s'effectuer que pour des objets proches, par conséquent ce type de travail ne pourra être réalisé que pour des amas stellaires jeunes de notre galaxie. Une comparaison avec les modèles de rejets stellaires pourrait permettre de mieux quantifier l'importance et l'échelle de l'enrichissement. Je m'emploie actuellement à la mise en place de collaborations pour réaliser ou participer à ces travaux, tant sur des objets extragalactiques que galactiques.
- Parallèlement, afin de confirmer l'homogénéité des abondances dans les galaxies à sursaut et de mettre en évidence la possible présence

d'enrichissements locaux dans ces objets, je compte mener une étude systématique du profil d'abondance dans des galaxies naines. Je compte observer plus de 80 galaxies contenant des étoiles WR, extraites du catalogue de Schaerer & Contini (1999), à l'aide du spectrographe (avec une longue fente) du télescope de 2.1m à Cananea au Mexique. Une demande de temps dans ce sens a été faite.

- Dans l'hypothèse d'une formation d'étoiles continue, des objets tels IZw 18 ou SBS 0339-052 devraient présenter une population stellaire vieille sous-jacente, relativement étendue. La brillance de surface due à ces étoiles devrait être, au plus, de l'ordre de 28 mag/arcsec² en V et 26 mag/arcsec² en K. Cela les situe donc à la limite de détection des nouveaux télescopes de la classe des 8m. J'envisage donc d'effectuer des demandes de temps d'observation sur ces instruments (principalement le VLT et GEMINI) afin de mettre en évidence la présence de cette population stellaire vieille. Des observations préliminaires sont déjà en cours au NTT (en collaboration avec Vanessa Doublier, ESO) afin de poser des contraintes supplémentaires sur la limite en brillance de surface de ces étoiles. Par ailleurs, si cette hypothèse, se vérifie il ne pourra être fait l'économie d'une étude théorique sur les mécanismes qui en sont responsables.
- Nous avons vu que notre modèle reproduisait parfaitement les rapports d'abondance dans IZw 18. Toutefois, des travaux préliminaires que j'ai mené ces derniers mois, indiquent que l'origine des faibles rapport C/O observés dans les galaxies de très faible métallicité (essentiellement SBS 0339-052) n'est pas facile à comprendre dans l'hypothèse où les métaux ne seraient pas visibles immédiatement après un sursaut. De plus, le nombre d'objets dans lesquels ce rapport a été mesuré est relativement faible. Il est donc important d'obtenir de nouvelles données afin de confirmer l'augmentation de C/O avec la métallicité. Parallèlement, la mesure des abondances dans le gaz X, mentionnée précédemment, devrait aider à la compréhension des processus présidant au refroidissement et au mélange des métaux produits par les étoiles massives et permettre de mieux fixer l'origine des abondances mesurées. Des travaux concernant la condensation des métaux en poussières sont également nécessaires pour mieux comprendre ce lien. Je compte continuer à utiliser le modèle décrit dans ce travail pour étudier l'évolution de ce rapport avec la métallicité. En particulier, afin d'augmenter les contraintes, j'envisage d'implémenter les rejets en azote des étoiles pour suivre l'évolution chimique de cet élément. De plus, je compte utiliser

mon séjour post-doctoral au Mexique pour travailler en collaboration avec Guillermo Tenorio-Tagle sur la modélisation de la dispersion et du mélange des éjectas des étoiles massives dans le milieu interstellaire. A terme, ce travail pourrait déboucher sur la prise en compte du temps de refroidissement et de mélange des éléments lourds dans le programme d'évolution chimique et spectrophotométrique utilisé dans ma thèse. Ces travaux constituent l'une des priorités de l'activité que je compte mener au Mexique durant les prochaines années, en collaboration entre autre, avec Roberto Terlevich, Elena Terlevich.

- Les galaxies évoluent avec le temps. Cependant, la grande majorité des galaxies à sursaut de formation d'étoiles étudiées sont des objets locaux. Il est donc important de disposer d'un catalogue complet de galaxies à sursaut de formation stellaire, échantillonné en décalage spectral, et pour lesquelles les différents paramètres physiques (rapports d'abondances, température électronique, couleurs, etc...) sont mesurés. L'obtention d'un tel catalogue permettrait d'étudier l'évolution temporelle de ces objets. Les comptages optiques révèlent un fort excès de galaxies bleues faibles à des décalages spectraux intermédiaires (de l'ordre de $z \sim 0.6$) présentant des raies d'émission. Ces galaxies pourraient être aisément détectées à l'aide d'un prisme objectif. Si la majorité des métaux ont été produits à des décalages spectraux inférieurs à 1, comme le suggèrent Madau et al. (1996), la construction de la distribution d'abondance des métaux avec le décalage spectral dans des galaxies à sursaut pourrait permettre de tester cette hypothèse. Par ailleurs, la corrélation entre la largeur des raies d'émission (contrôlée par la dispersion de vitesse dans ces objets) et la luminosité $H\beta$ mise en évidence par Terlevich & Melnick (1981) peut permettre d'évaluer la distance de ces objets et donc de mesurer le paramètre cosmologique q_0 . Ce projet est désormais lancé, plusieurs demandes de temps d'observation ayant été faites au NTT, entre autres par D. Kunth, J. Melnick, R & E. Terlevich, R. Guilmizzi et I. Aretxaga. J'étudie aussi la possibilité de mener une telle recherche en utilisant le télescope de 2.1m à Cananea. Ce travail constitue l'un des axes de mon travail postdoctoral.
- Enfin, dans le cadre de ma thèse, je me suis intéressé à l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies, et plus particulièrement à la détection des galaxies primordiales. Un certain nombre de candidats potentiels ont déjà été découverts à grand décalage spectral et le Hubble Deep Field a révélé une grande proportion de galaxies semblant présenter une formation d'étoiles intense. Cependant, il semble que le nombre

d'objets observables en optique, à grand décalage spectral, soit plus faible que les prédictions des modèles, du fait d'une forte extinction qui redistribue le rayonnement dans l'IR. Du fait du décalage spectral, les domaines millimétrique et submillimétrique sont donc sans doute les plus propices à la détection des galaxies primordiales lointaines. Cela est d'autant plus vrai que la diminution de la luminosité avec la distance est compensé par l'entrée progressive du pic d'émission des poussières dans cette fenêtre de longueurs d'ondes, du fait du décalage spectral. Toutefois, l'extinction dépend fortement du type de poussières présentes, et il est possible que leurs caractéristiques évoluent avec le temps, donc avec le décalage spectral. Une bonne compréhension de ces phénomènes nécessite donc d'étudier les propriétés des poussières dans les objets proches et lointains afin de mieux cerner leur évolution. Ce deuxième sujet rejoint également les préoccupations qui ont été les miennes durant ma thèse, en ce qui concerne l'effet de la poussière dans les galaxies à sursaut.

L'INAOE (Instituto Nacional de Astronomia, Optica y Electronica) au Mexique, laboratoire où je vais effectuer mon séjour post-doctoral, construit actuellement, en collaboration avec l'Université du Massachusetts, ce qui sera l'un des plus grands radio télescope (LMT) dans le domaine submillimétrique (50 m). Bien que n'ayant encore aucune expérience dans cette gamme de longueur d'ondes, je compte orienter une partie de mon activité vers ce domaine afin de profiter de l'opportunité unique qui sera la mienne de prendre des contacts, voire d'utiliser, cet instrument pour étudier les phénomènes ci-dessus mentionnés. Dans cette optique, j'ai déjà pris contact avec des personnes de l'Institut d'Astrophysique de Paris (Bruno Guiderdoni) travaillant dans ce domaine, en vue de possibles collaborations.

Annexe A

Fonction de masse initiale et taux de formation d'étoiles

Lors d'un sursaut de formation stellaire, un grand nombre d'étoiles de toutes masses est créé. Le nombre d'étoiles formées dans l'intervalle de masses dm , pendant un temps dt est:

$$\phi(m) \psi(m) dm dt \quad (\text{A.1})$$

$\psi(m)$, le taux de formation d'étoiles, représente la masse totale d'étoiles formée par unité de temps. On l'exprime généralement en masses solaires par an (M_\odot/an). Le taux de formation d'étoiles dans une galaxie semble varier fortement avec le temps.

La fonction $\phi(m)$, la fonction de masse initiale, représente la distribution en masse des étoiles formées et est normalisée à 1:

$$\int_{m_{inf}}^{m_{sup}} \phi(m) dm = 1 \quad (\text{A.2})$$

m_{inf} et m_{sup} délimitent l'intervalle de masse des étoiles formées. Il semble que la masse maximale des étoiles soit de l'ordre de $120 M_\odot$. De même, en dessous de $0.1 M_\odot$, les conditions au centre de l'objet ne permettent pas l'allumage des réactions nucléaires, on a alors affaire, non plus à des étoiles, mais à des objets du type planètes géantes, telle Jupiter.

La fonction de masse initiale est généralement exprimé comme une fonction de puissance (mais pas toujours; voir par exemple Larson 1986):

$$\phi(m) \propto m^{-\alpha} \quad (\text{A.3})$$

où α représente la *pente* de la fonction de masse. La plupart des observations conduisent à une valeur de α proche de celle déterminée initialement par Salpeter (1955), soit 2.35; aussi lorsque l'on utilise celle-ci, parle-t-on d'une fonction de masse initiale de Salpeter. La détermination observationnelle de la fonction de masse initiale n'est pas aussi aisé qu'il y paraît. En effet, les étoiles les plus massives disparaissent rapidement, aussi afin de contraindre la fonction de masse vers les fortes masses, faut-il observer des sites de formation stellaire jeunes. Malheureusement, la luminosité des étoiles massives domine fortement la lumière provenant de ces régions, masquant ainsi les étoiles les moins lumineuses. Nul ne sait si la fonction de masse est universelle (c'est-à-dire si elle est toujours la même, quelque soit la galaxie, la métallicité, l'environnement, l'âge de l'univers, ...) et différentes valeurs de celle-ci ont été déterminées pour différentes régions. D'une façon générale, α semble compris entre 1.5 et 3.

Annexe B

Modélisation avec CLOUDY

Paramétrisation de CLOUDY pour reproduire les raies nébulaires observées dans un objet de faible métallicité du type IZw 18.

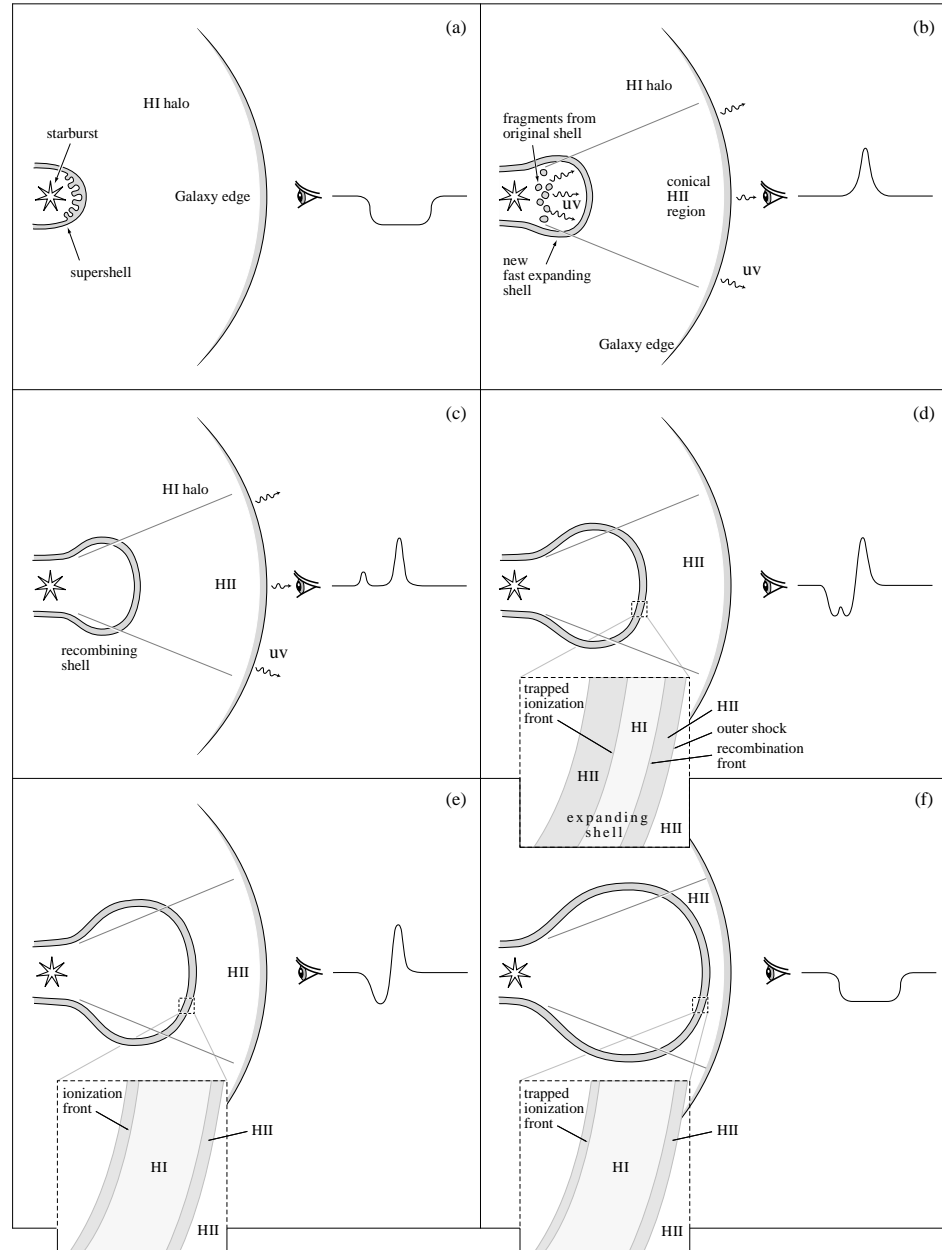
```
title test sur les mesures d'abondances
init file='c84bis.ini'
sphere
black body, T=40,000K luminosity=41
hden = 10. LINEAR
radius = 1 to 3000 LINEAR PARSECS
abundances he=-1. c=-5.46 n=-6.3 o=-4.759
punch overview last 70
```

Les abondances utilisées pour les métallicités 1/40 ème solaire, 1/40 ème solaire plus “l’auto-enrichissement”, 1/2 solaire, et 1/2 solaire plus “l’auto-enrichissement” étaient respectivement:

```
abundances he=-1. c=-5.46 n=-6.3 o=-4.759
abundances he=-1. c=-5.46 n=-6.3 o=-4.562
abundances he=-1. c=-4.16 n=-5.0 o=-3.459
abundances he=-1. c=-4.16 n=-5.0 o=-3.435
```


Annexe C

Le modèle de Tenorio-Tagle et al. (1999)

FIG. C.1 – *Le modèle de Tenorio-Tagle et al. (1999)*

Annexe D

Les différents modèles

Nous avons utilisé le modèle de Devriendt et al. (1998) avec différents paramètres. Nous reproduisons ici les résultats obtenus pour quelques un d'entre eux.

Le nom des fichiers de résultat est codé, chaque lettre indiquant un paramètre du modèle. Le codage du nom de chaque modèle est le suivant:

nom= IMF//minf//mup//mloss//(typesfr//valsfr//.)

La dernière partie (entre parenthèses) est répétée si plusieurs régimes de formation d'étoiles sont superposés.

Exemple: aazncc = fonction de masse de salpeter de 0.1 a 120 M_{\odot} sans perte de masse avec taux de formation d'étoiles constant de valeur $10^{-3} M_{\odot} an^{-1}$.

IMF

salpeter = a

minf (en M_{\odot})

0.1 = a

0.3 = b

2.0 = c

mup (en M_{\odot})

8 = h

10 = x

20 = v

50 = l

120 = z

mloss (fraction de masse des éjectas restant dans la galaxie)

no = n

0.5 = h

0.25 = q

0.20 = r

typesfr (durée du sursaut en millions d'années)

constant = c

sursaut 10 = d

sursaut 50 = l

sursaut 20 = v

sursaut 1 = i

valsfr (en $M_{\odot} \text{ an}^{-1}$)

10^{-2} = a

10^{-3} = b

10^{-4} = c

0.031 = d

0.038 = e

0.00123 = f

0.004 = g

0.155 = h

0.19 = i

0.1 = k

$6 \cdot 10^{-5}$ = l

0.02 = m

0.0022 = o

0.026 = p

$9 \cdot 10^{-5}$ = q

0.023 = r

0.065 = s

0.0065 = t

10 = u

100 = v

$5 \cdot 10^{-4}$ = w

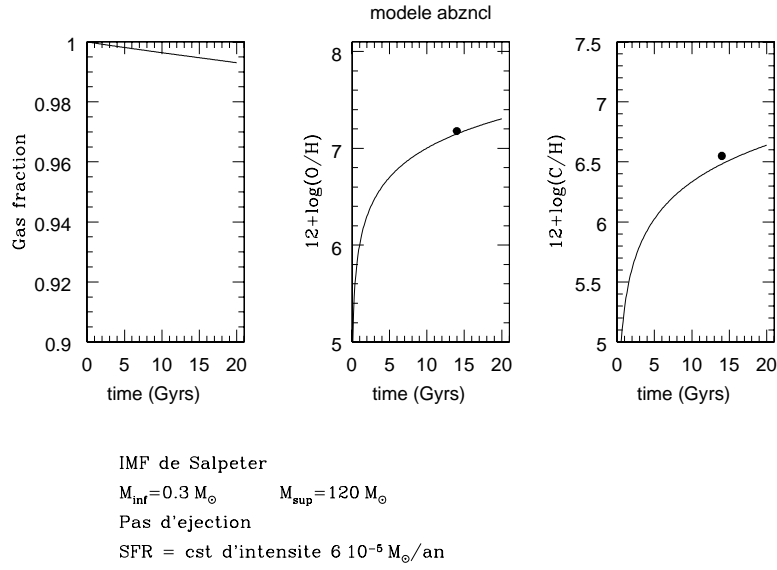


FIG. D.1 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

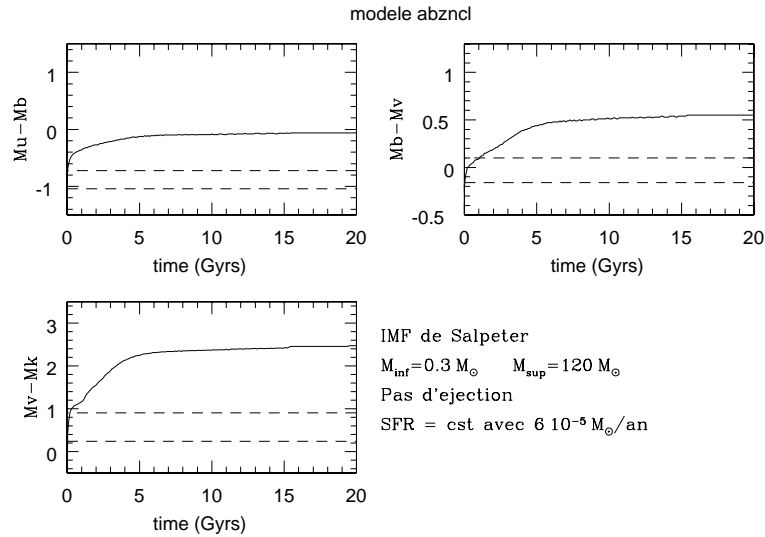


FIG. D.2 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

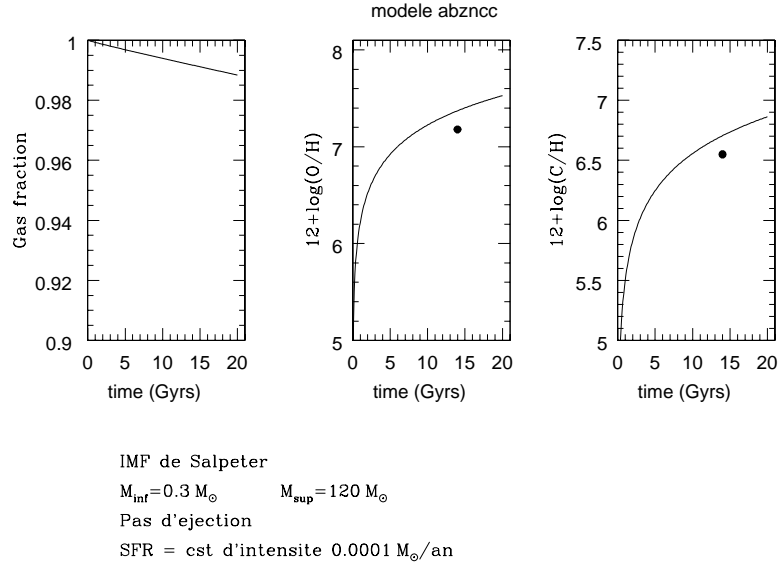


FIG. D.3 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

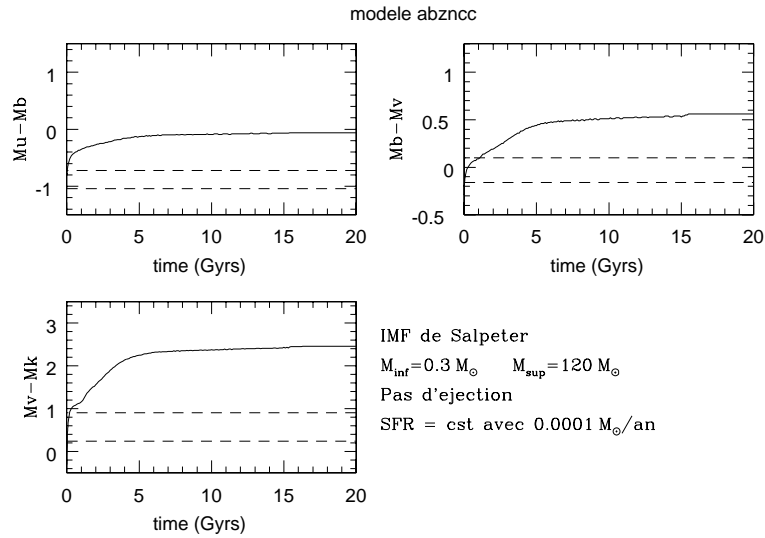


FIG. D.4 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

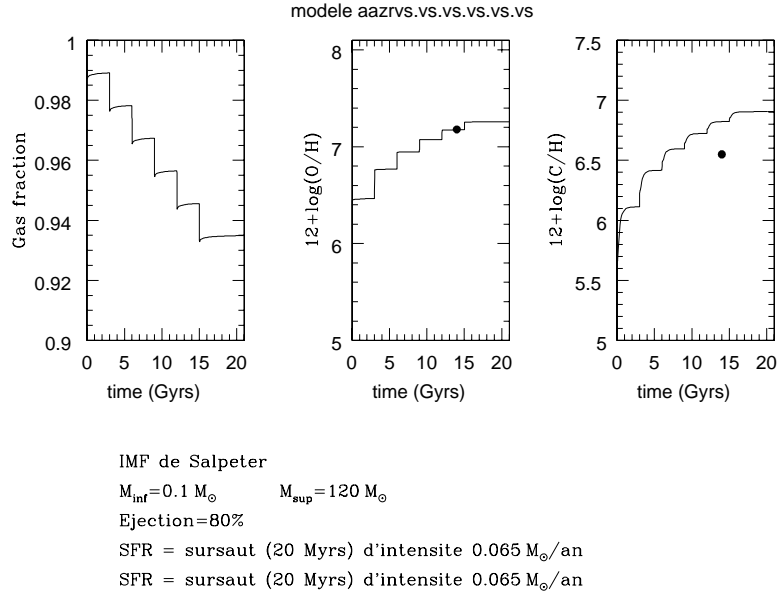


FIG. D.5 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

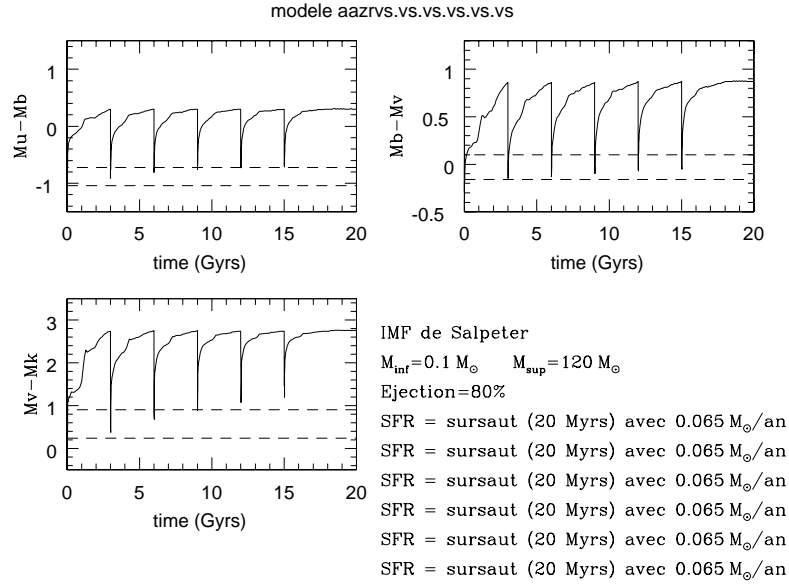


FIG. D.6 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

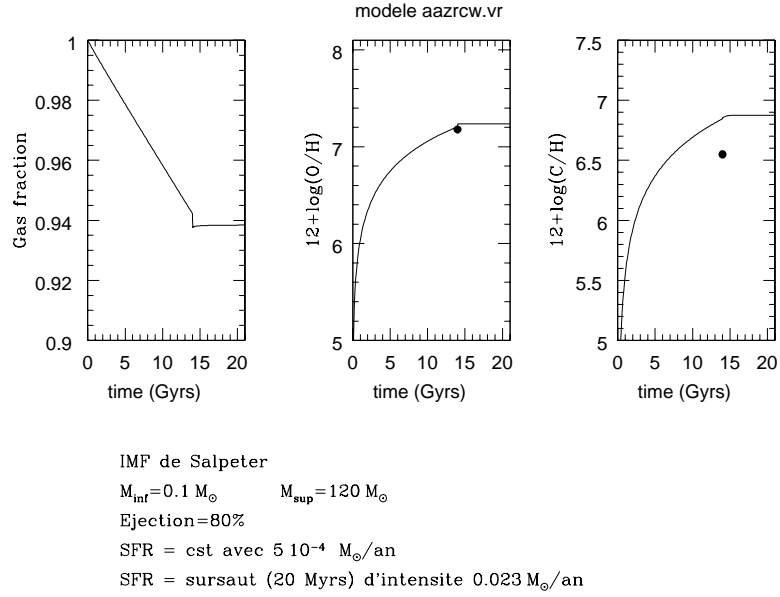


FIG. D.7 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

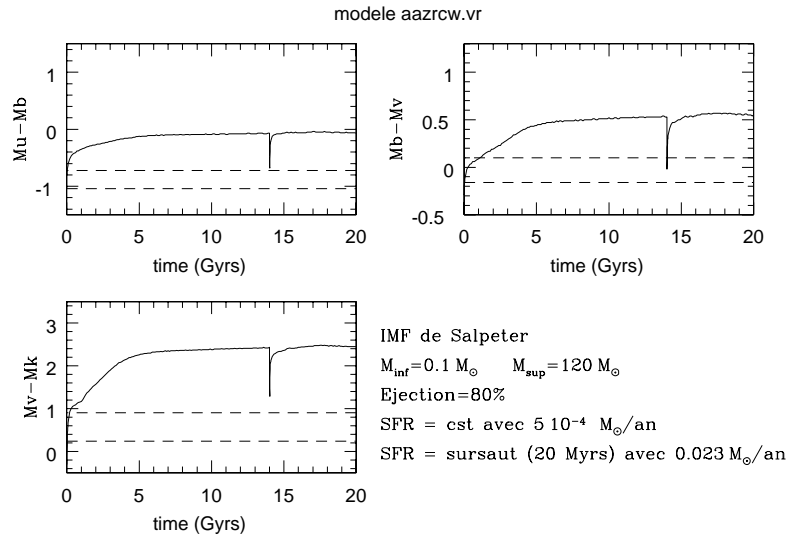


FIG. D.8 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

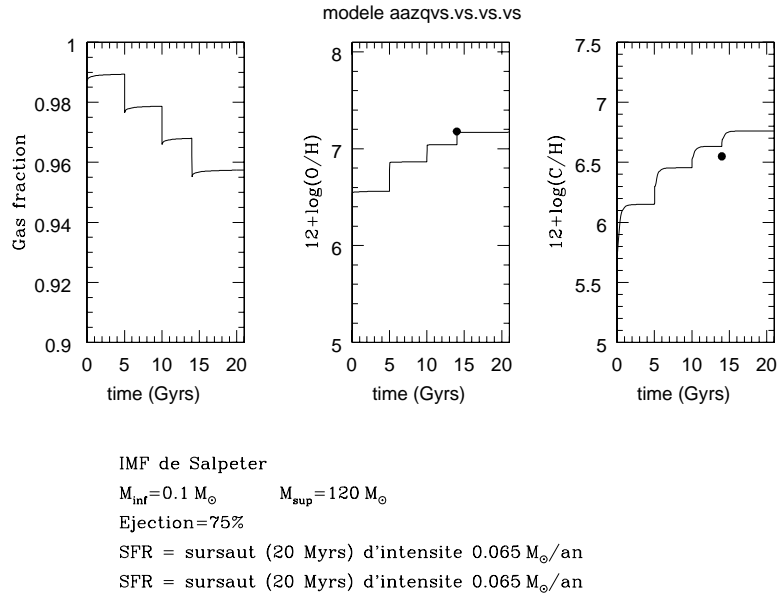


FIG. D.9 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

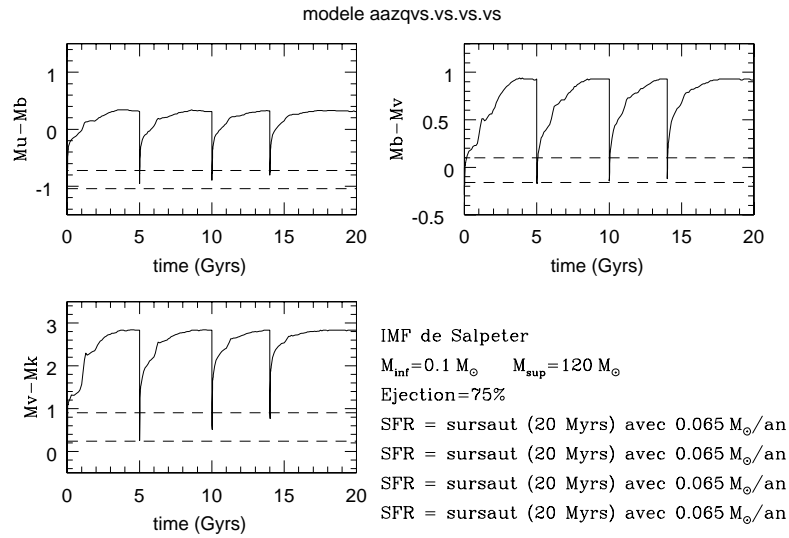


FIG. D.10 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

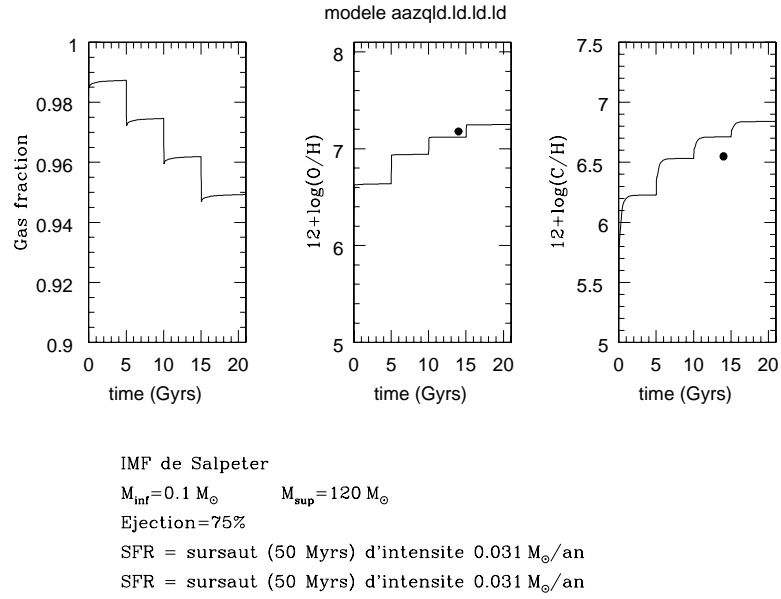


FIG. D.11 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

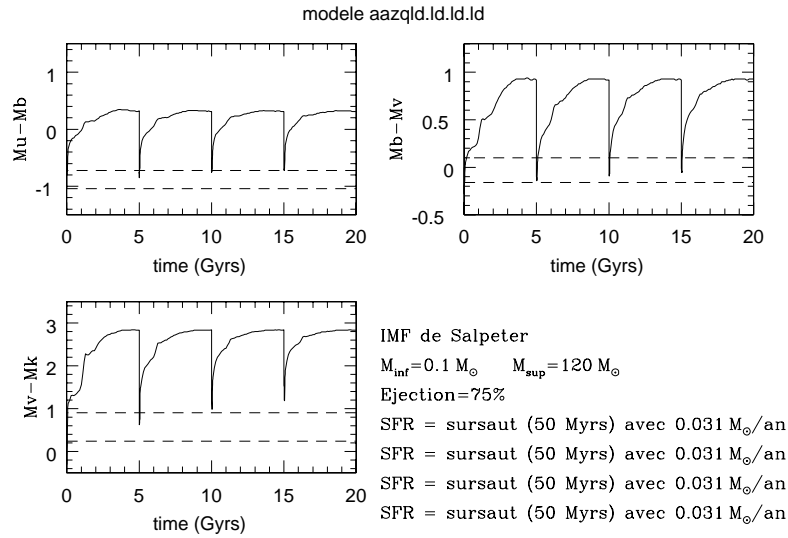


FIG. D.12 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

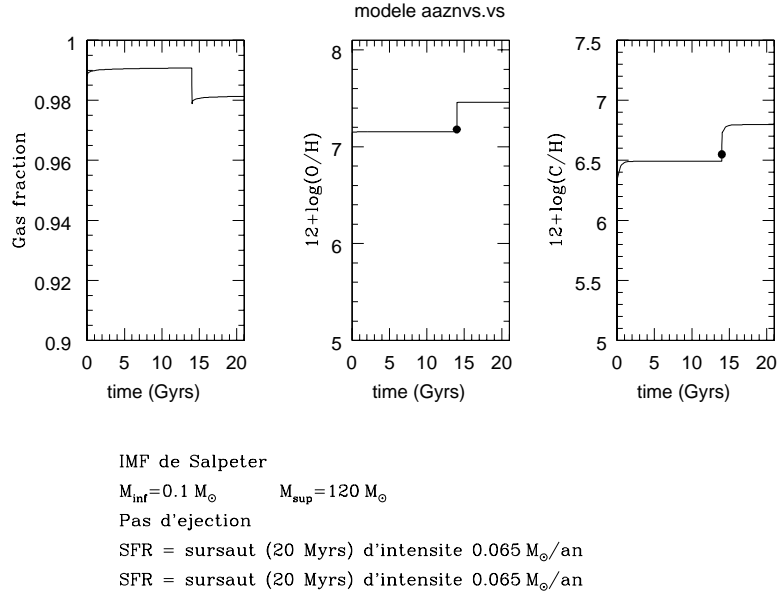


FIG. D.13 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

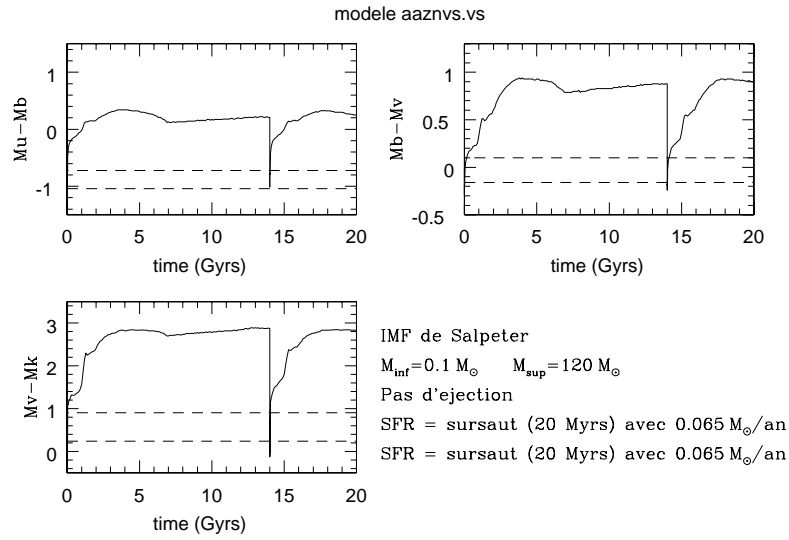


FIG. D.14 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

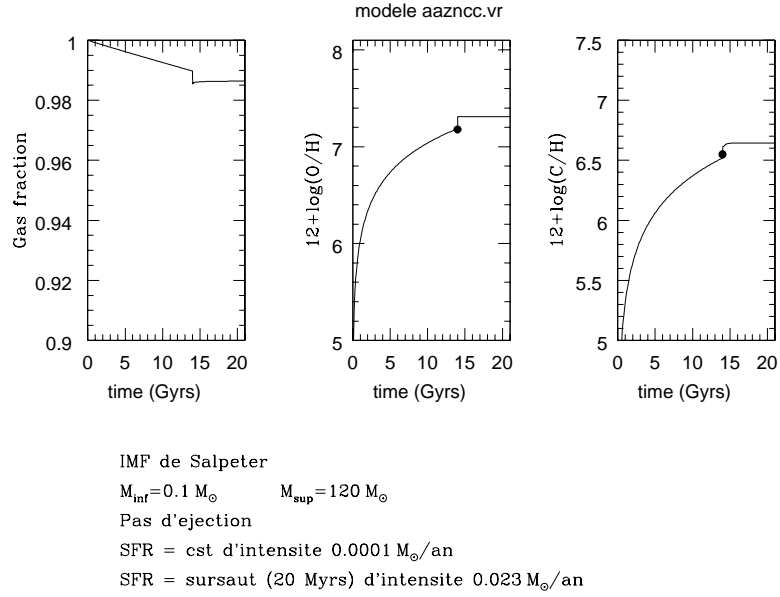


FIG. D.15 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

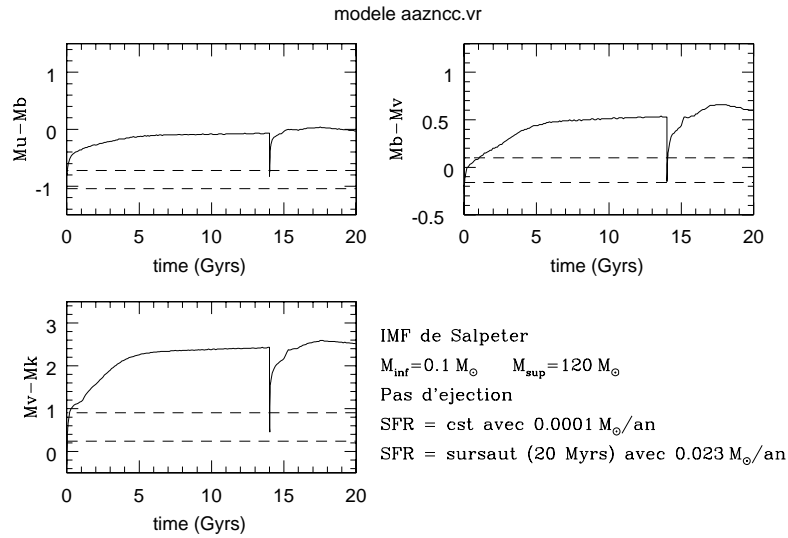


FIG. D.16 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

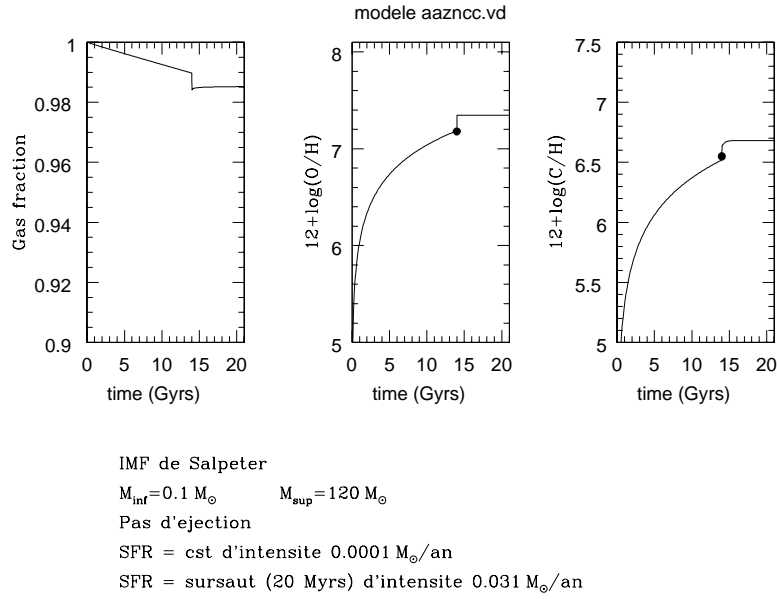


FIG. D.17 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

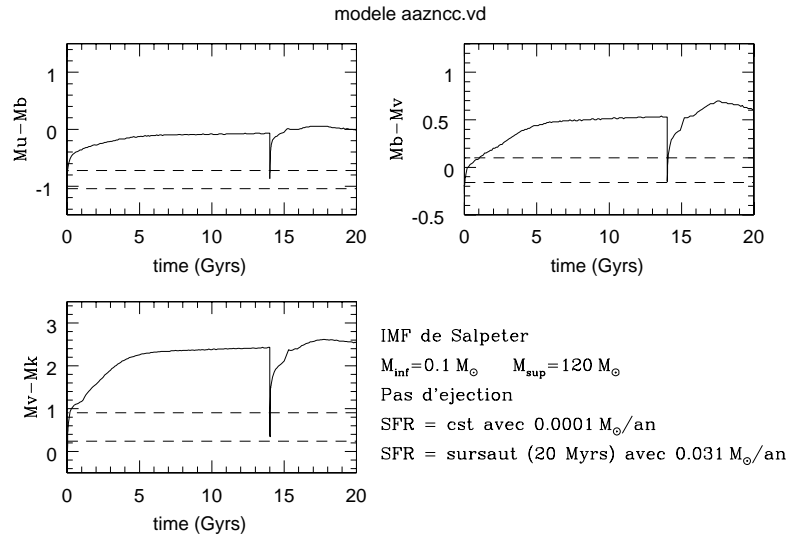


FIG. D.18 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

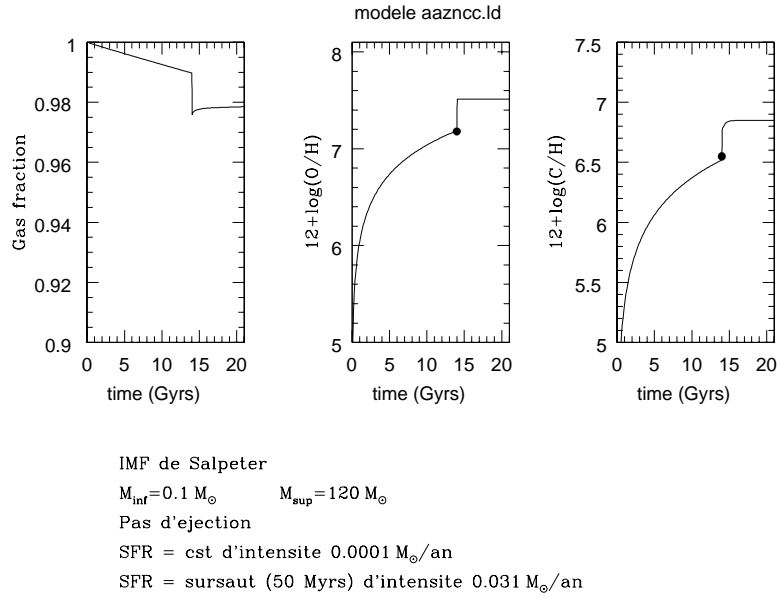


FIG. D.19 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

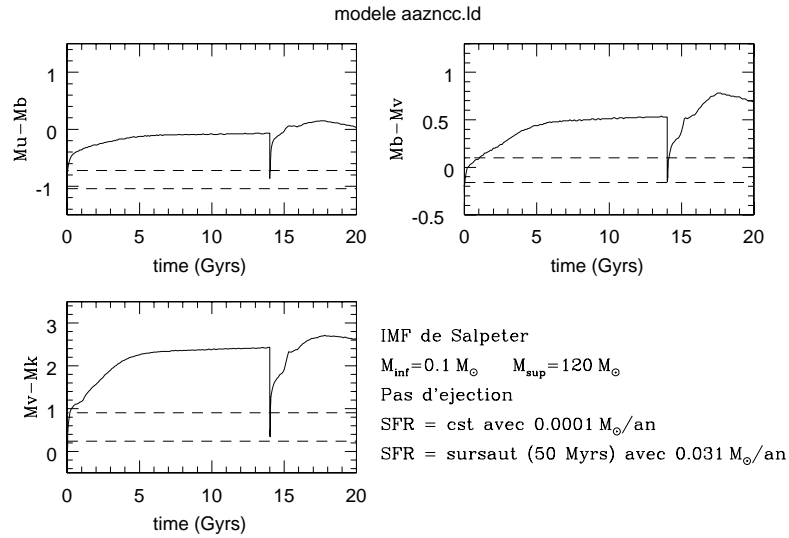


FIG. D.20 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

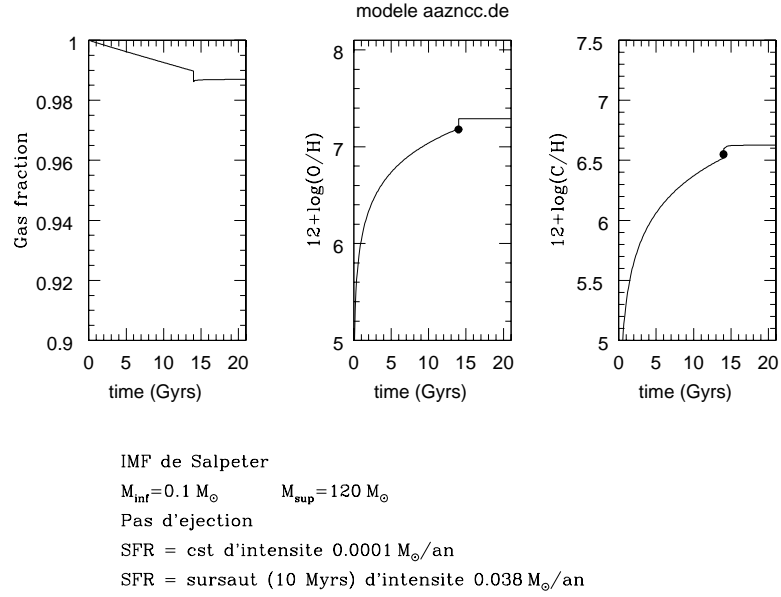


FIG. D.21 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

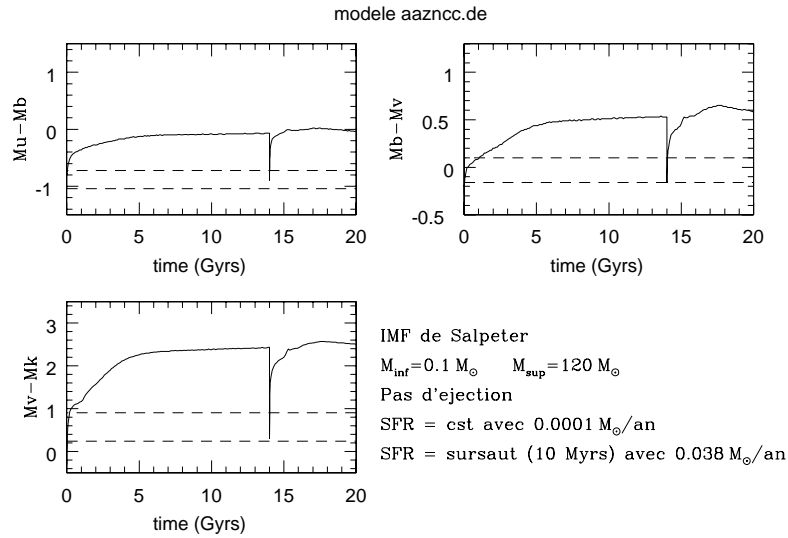


FIG. D.22 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

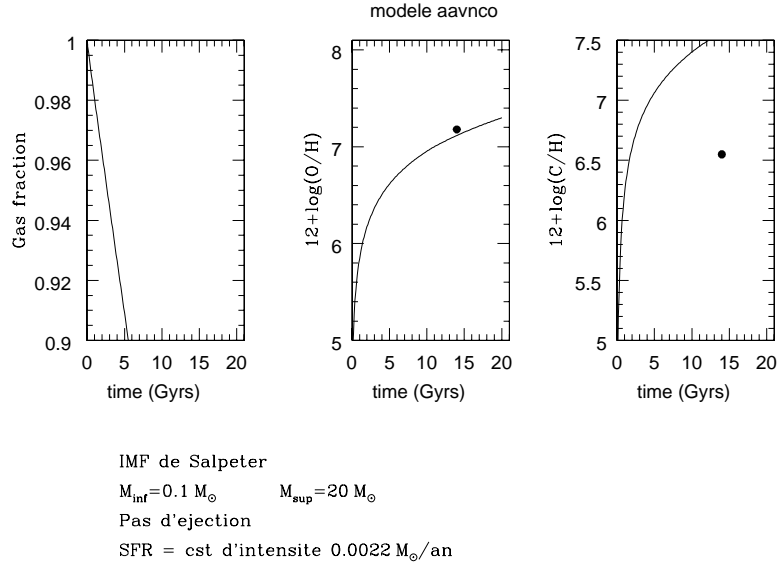


FIG. D.23 – *Evolutions temporelles de la fraction de gaz et des abondances en oxygène et en carbone prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les points noirs à 14 milliard d'années représentent les valeurs observées dans IZw 18. La taille des points est représentative des incertitudes.*

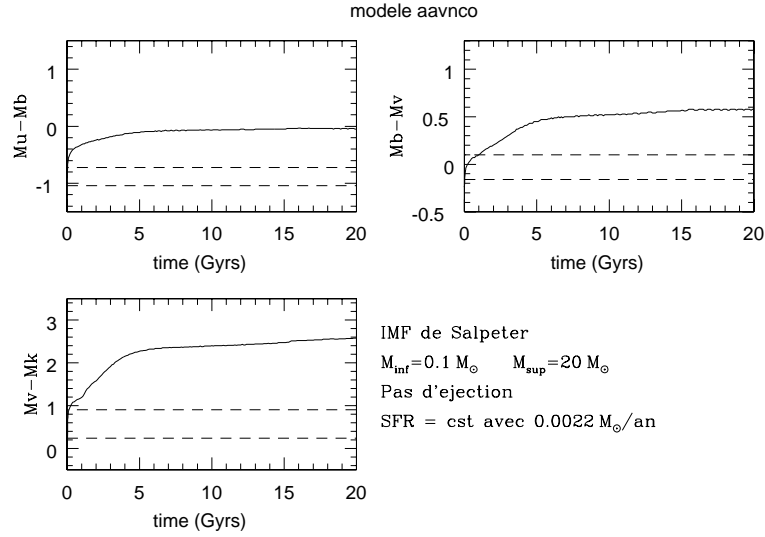


FIG. D.24 – *Evolution temporelle des couleurs prévues par le modèle dont les paramètres sont donnés sur la figure. Les lignes pointillées indiquent les limites de la zone de compatibilité du modèle avec les observations.*

Annexe E

Liste des articles publiés:

Evidences for an expanding shell in the blue compact dwarf galaxy Haro 2; F. Legrand, D. Kunth, J.M. Mas-Hesse, and J. Lequeux, 1997, A&A, 326, 929.

Detection of WR stars in the metal-poor starburst galaxy IZw 18; F. Legrand, D. Kunth, J.-R. Roy, J.M. Mas-Hesse, and J.R. Walsh, 1997, A&A, 326, L17.

Abundance profile and stellar content of IZw 18; F. Legrand, 1998, in “Abundance profiles: diagnostic tools for galaxy history”, Proceedings from the workshop held in University of Laval, Quebec, Canada, 12-15 October 1997.

Low rate star formation activity during quiescent phases in dwarf galaxies; F. Legrand & D. Kunth, in “Dwarf Galaxies and Cosmology”, Proceedings of the XVIIIth Moriond Astrophysics Meeting, March 1998, Editions Frontieres.

Liste des articles en préparation:

Homogeneity of abundance and low star formation rate in IZw 18 ; F. Legrand, D. Kunth, J.-R. Roy, J.M. Mas-Hesse, and J.R. Walsh, 1999, A&A.

WR stars in IZw 18; F. Legrand, 1998, in “Wolf-Rayet phenomena in massive stars and starburst galaxies”, Proceedings from the IAU Symposium

193, 3-7 Nov 98, Puerto Vallarta.

Influence of the dynamics of the ISM on the Ly α emission in starburst galaxies; F. Legrand et al, 1999, A&A.

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
03(11.09.1; 11.09.4; 11.11.1; 11.19.3)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS
29.10.1998

Evidences for an expanding shell in the Blue Compact Dwarf Galaxy Haro 2

F. Legrand¹, D. Kunth¹, J.M. Mas-Hesse² and J. Lequeux³

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France.

² LAEFF-INTA, Apdo 50727, E-28080 Madrid, Spain.

³ Observatoire de Paris, DEMIRM, 77, Av. Denfert Rochereau, F-75014 Paris, France.

received 08.01.1997 ; accepted 28.04.97

Abstract. Long-slit observations of the blue compact galaxy Haro 2 have been performed around $H\alpha$ and $H\beta$. The main aim of these observations was to detect the $H\alpha$ emission originating in the partially ionized wind outflowing at 200 km/s, that had been previously detected with the Hubble Space Telescope (HST). A shallow broadening of the $H\alpha$ line wings has been observed, consistent with the existence of an expanding shell. The rotation curve shows two dips at the same systemic velocity as the nucleus. We interpret this feature as an evidence that the expanding shell is decoupled from the disk rotation. At the positions of the dips the $H\alpha$ line is clearly broadened with respect to the central core. This broadening is produced by the outer layers of the expanding shell. From the position of these dips we estimate the size of the shell to be around 20" in diameter, with a corresponding kinematical age between 5 and 6 Myr. This shell has most certainly been powered by the massive star formation process that takes place in the central region of this galaxy. A comparison of the $H\alpha$ and $Ly\alpha$ profiles shows that $Ly\alpha$ is significantly broader than $H\alpha$, with an additional emission in the red wing. We interpret this redshifted source of $Ly\alpha$ emission as line photons backscattered by the receding part of the expanding shell. These observations outline the extremely high sensitivity of the $Ly\alpha$ line to the structure and kinematics of the interstellar medium (ISM). Finally the analysis of stellar Balmer lines in the $H\beta$ region indicates that stars less massive than 10 M_{\odot} have probably been formed.

Key words: Galaxies: ISM – Galaxies: starburst – Galaxies: kinematics and dynamics – Galaxies: individual: Haro 2

1. Introduction

Theoretical studies of primeval galaxies (Partridge & Peebles 1967, Meier 1976) have suggested that they could initially experience a strong massive star formation episode, and should therefore exhibit strong $Ly\alpha$ emission. If so this line would be an ideal tracer of primeval galaxies at high redshifts. Since Blue Compact Dwarf Galaxies (BCD) experience also strong star formation events, they could be regarded as local counterparts of the primeval galaxies, hence constituting an excellent laboratory to study the relation between star formation and $Ly\alpha$ emission (Meier & Terlevich 1981, Hartmann et al. 1988). The first observational results in studying $Ly\alpha$ emission in HII galaxies were nevertheless surprising, since the $Ly\alpha$ emission came out much fainter than expected in some starburst galaxies, while no emission at all could be detected in others.

The problem of $Ly\alpha$ emission in galaxies experiencing starburst episodes has been studied by numerous authors through the last years (Neufeld 1991, Charlot & Fall 1991, Terlevich et al. 1993, Calzetti et al. 1994, Kunth et al. 1996, Giavalisco et al. 1996) and its interpretation has evolved with time. The first IUE (International Ultraviolet Explorer) studies suggested a correlation between the presence of $Ly\alpha$ emission and metallicity, hence dust alone was first pointed out as the principal cause for the reduction of $Ly\alpha$ emission. New results from HST (Kunth et al. 1994) have shown that galaxies with very low metallicity, as IZw18, can have no $Ly\alpha$ emission while some galaxies with more metals, like Haro 2 (Lequeux et al. 1995), exhibit $Ly\alpha$ emission. On the other hand the spectral resolving power of the Goddard High Resolution Spectrograph onboard HST made possible to detect P Cygni profiles in the $Ly\alpha$ line of several starburst galaxies (Kunth et al. 1996). This suggest that the detectability of the line is strongly affected by the geometrical and kinematical properties of the interstellar medium. In BCD's, massive stars are numerous and power strong stellar winds that have a significant impact into the surrounding interstellar

Send offprint requests to: F. Legrand

medium. Recent observations (Marlowe et al. 1995, Martin 1996, Izotov et al. 1996, Yang et al. 1996) have revealed the presence of winds, shells and bubbles expanding at high velocities in a number of starburst galaxies. These objects are therefore well suited to investigate the link between the Ly α emission and the properties of the ISM.

In this context, HST observations of a sample of emission-line galaxies (Kunth et al. 1996) around Ly α and OI 1302 Å have been performed. Among them Haro 2 appears to be a relatively metal-rich blue compact galaxy with a metallicity around $\frac{1}{3}$ solar (at least 10 times more than IZw 18). Its recession velocity is 1465 km/s (Lequeux et al. 1995) and its absolute magnitude, assuming $H=70$ km/s/Mpc is $M_B = -18.7$ (Kunth & Joubert 1985). The apparent extinction in this galaxy varies from $E(B-V)=0.12$ from the far-UV (Mas-Hesse & Kunth 1997, in prep.) to $E(B-V)=0.7$ from the Balmer decrement (Davidge 1989) and $E(B-V)=1.4$ using the $H\beta$ over Brackett γ ratio (Davidge & Maillard 1990). This discrepancy between the extinctions measured at different wavelengths is a frequent property of extragalactic HII regions which is attributed to inhomogeneities in the foreground absorbing screen (Lequeux et al. 1981). At short wavelengths, radiation emerges preferentially through places with low extinction; consequently the extinction measured at these wavelengths appears smaller than the average extinction which is better measured at longer wavelengths. Lequeux et al. (1995) observations have shown that the Ly α emission is clearly asymmetric, with a clear P Cyg profile revealing the existence of a partially ionized gas, outflowing at 200 km/s from the main central HII region. The interpretation suggested by Lequeux et al. (1995) is that a neutral expanding medium is responsible for the Ly α absorption. Since absorption features due to OI 1302 Å and SiII 1304 Å seem to be centered at the velocity of the outflowing partially ionized gas (200 km/s), the neutral expanding medium should be at this velocity, pushed by the ionized expanding medium and absorbing the blue part of the Ly α emission line. Moreover, the red wing of the observed Ly α emission is broad suggesting the presence of an additional source of photons which could be due to the emission of the receding ionized medium or to backscattering of Ly α photons on the receding neutral gas.

The objective of this work is the analysis of the Haro 2 H α emission line profile in order to detect the broad component potentially emitted by this ionized expanding medium, and to compare this profile with that of Ly α . Since these two lines are produced by the same physical process, hence essentially in the same regions, the differences in their profiles reflect the process which affects only the Ly α line, mostly the resonant diffusion in the neutral gas. This will allow us to pin down to what extent the structure of the ISM is influencing the profile of the Ly α line.

We present the optical observations in Sect. 2. In Sect. 3 we discuss the shape of the H α and Ly α profiles. The stellar population and its evolutionary state is analyzed in Sect. 4. Finally, we discuss the results in Sect. 5.

2. Observations and data reduction

Observations were made using the ISIS double arm spectrometer at the 4.2 m William Herschel Telescope in La Palma on February 27, 1995. A long slit, 1.5 arcsec wide, was positioned over the central part of Haro 2 (RA=10 h 29 m 22 s, DEC=54° 39' 29") with a position angle of 45°. The spatial resolution was 0.35 arcsec/pix. Exposures of 1800 s were performed in the spectral ranges 3630-5150 Å in the blue, and 6410-6810 Å in the red, with respective spectral dispersions of 1.54 Å/pix and 0.41 Å/pix. The reduction of the images were made using the standard procedures of IRAF. After wavelength calibration we have further corrected for a slight systematic offset (1 pixel) in the direction of dispersion between the line positions of the red and the blue spectra. This could be due to a small mechanical flexure of the arms of ISIS during the observations.

The seeing was unfortunately very poor during these observations, giving a FWHM for stellar images around 5''.5. We have compared this data with some other observations of Haro 2 obtained in March 1995 with the HEXAFLEX multifiber device in La Palma (in collaboration with S. Arribas and E. Mediavilla), in good seeing conditions (around 1'') to estimate to which extent the bad seeing had degraded the spatial resolution of our spectroscopic observations. We conclude that the effect of the seeing is mostly a "smoothing" of the spatial variations. We have analyzed H α at every pixel along the slit (steps of 0''.35) using bins of 1''.75 in order to study the general trend in the spatial behaviour of its FWHM and to construct the rotation curve for Haro 2.

3. Lines profiles

We have first measured the positions and widths of all the emission lines for 3 slit positions, respectively at the center (CE), defined as the position of maximum brightness of the line emission, at 7" from the center in the north-east direction (NE) and at 7" from the center in the south-west direction (SW). The results are shown in Table 1.

Since the FWHM of the calibration lines is 1 Å in the red (3 times less than the H α FWHM), the H α profile is well resolved. We have computed a deconvolved $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln(2)}}$ parameter for H α , which is respectively 55, 51, 55 km/s (+/- 10 km/s) at the 3 positions given above. We note that this is larger than the 30 km/s predicted from the relation of Terlevich & Melnick (1981) between the line absolute intensity and width, assuming $\log(F(H\beta))=40.62$ (Mas-Hesse & Kunth 1997, in prep.) for Haro 2.

Table 1. Haro 2 line measurement

Line	Position	λ_{obs}	λ_{lab}	σ_{obs}	σ_{dec}	V_{rec}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
NII λ 6548	NE	6579.6	6583.4	66.3	63.41	1450
NII	CE	6579.4	6583.4	51.4	47.56	1433
NII	SW	6578.9	6583.4	63.7	60.7	1413
H α	NE	6594.5	6562.9	58.5	55.2	1444
H α	CE	6594.1	6562.9	54.4	50.8	1428
H α	SW	6593.9	6562.9	59.2	55.9	1418
NII λ 6584	NE	6615.3	6583.4	55.8	52.4	1454
NII	CE	6614.9	6583.4	53.3	49.7	1436
NII	SW	6614.6	6583.4	58.7	55.4	1425
SII λ 6717	NE	6749.1	6716.4	56.7	53.5	1461
SII	CE	6748.7	6716.4	55.4	52.1	1442
SII	SW	6748.1	6716.4	55.5	52.1	1416
SII λ 6731	NE	6763.6	6730.8	55.4	52.1	1464
SII	CE	6763.1	6730.8	54.9	51.5	1443
SII	SW	6762.7	6730.8	55.3	51.9	1421

Columns:

- (1) : Line identification.
- (2) : SW, CE and NE respectively for the SW, central and NE regions (integrated over 7").
- (3) : Observed wavelength in Å.
- (4) : Rest wavelength in Å.
- (5) : Measured σ parameter in km/s.
- (6) : The σ parameter deconvolved from the instrumental profile (1 Å resolution), in km/s.
- (7) : Recession velocity in km/s.

Moreover, the wings of the H α line (and also, the wings of the nitrogen and sulfur lines) are broader than a simple gaussian profile (Fig. 1) and show a slight asymmetry. The flux excess in the red and blue wings (as compared to a gaussian) is respectively around 2.2 % and 3.8 % of the total H α line flux.

To assess the significance of this observed asymmetry in H α , we have compared it with the instrumental profile, by convolving a calibration line of the same intensity with a gaussian of FWHM=2.7 Å. The comparison of both profiles shows that the wings of H α cannot be purely instrumental but are intrinsic to the galaxy, confirming that the red wing is about 35% less intense than the blue wing (Fig. 1). We have also measured the position and the FWHM of the H α line along the slit with an accuracy respectively better than 5 km/s for the position and 0.3 Å for the FWHM. We have noticed that the FWHM of H α increases from the central region to the external ones (Fig. 2) and that simultaneously the relative contribution of the broad wings to the total flux increases.

The rotation curve we have obtained shows two discontinuities at around 13" from the center in both directions, as shown in Fig. 3. The velocity of the gas at these two

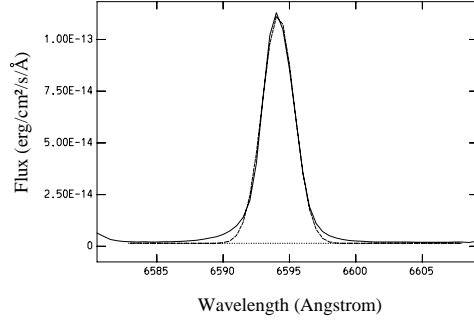


Fig. 1. H α emission integrated over the central 7" (CE) of Haro 2. The unsmoothed observed H α emission profile is in solid line while the gaussian fit is given in dashed lines. The excess intensity in the wings amounts to 2.2 % and 3.8 % of the total H α line flux in the red and in the blue respectively.

discontinuities is similar to the recession velocity of the nuclear region.

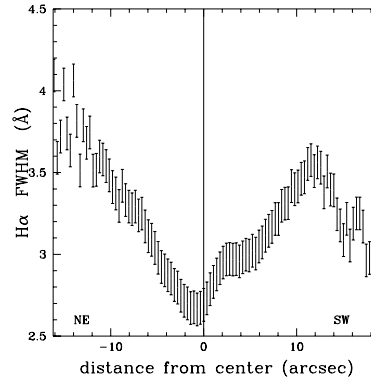


Fig. 2. FWHM of the H α line versus position in Haro 2. The represented error bars in the measurement of the FWHM amount to 0.3 Å

We have finally compared the profiles of the H α and the HST Ly α (Lequeux et al. 1995) emission lines, according to the following approach:

1. The spectra of the central part of Haro 2 have been extracted over 6 pixels (2"), corresponding to the same aperture than the HST observations (Lequeux et al. 1995).

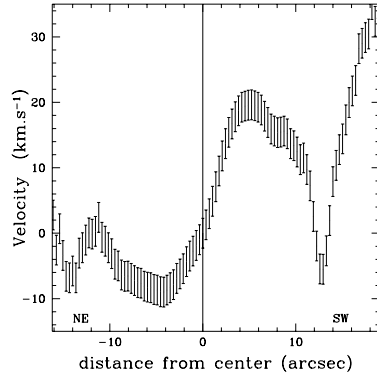


Fig. 3. Rotation curve obtained from H α in Haro 2. The error bars have been computed assuming an average uncertainty of 5 km/s on the position of H α

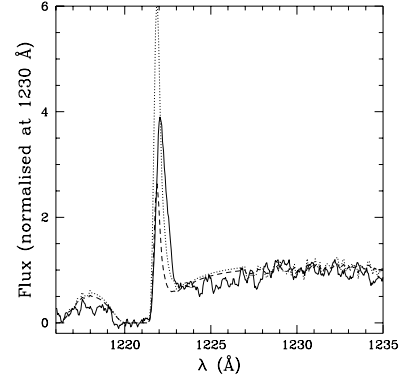


Fig. 4. Comparison between the Ly α profile expected from H α (ratios 5 in dashed lines and 11.4, in dotted lines) and that observed with HST (solid line). The observed Ly α emission is always broader than the one expected from H α

2. We have blueshifted H α to the wavelength of the observed Ly α , conserving its flux.
3. The H α emission line has been multiplied by 11.4, the theoretical Ly α /H α ratio assuming case A in the recombination theory and an electronic temperature of 10000 K (Osterbrock, 1989).
4. The Ly α /H α has been corrected from reddening effects, assuming a Small Magellanic Cloud extinction law with $E(B-V)=0.2$. This has decreased the ratio to about 5.
5. The transfer function for Ly α through the interstellar medium has been obtained by using Xvoigt (see Sect. 4).
6. Finally, the blueshifted H α profile has been convolved with the transfer function for Ly α in order to obtain the intrinsic Ly α profile one would expect if both lines were originated in the same region under similar physical conditions.

Comparing the observed Ly α profile with the predicted one (Fig. 4) one can see that the observed Ly α line appears to be, in all cases, much broader than expected. This implies the existence of additional sources of Ly α photons at large velocities.

4. Analysis of the stellar population

Several authors (Larson 1986, Augarde & Lequeux 1985, Rieke et al. 1993) have suggested that, in active star formation regions, the production of low mass stars should be hampered by the destruction of the molecular clouds, in which low mass stars are formed, by the energy released by massive stars and supernovae. This could result in a truncation of the Initial Mass Function (IMF) at the

low mass star end. Such a truncation can have observable effects on the equivalent widths (EW) of the Balmer absorption lines (Olofsson 1995). As shown by various authors (e.g. Cananzi et al. 1993), the equivalent widths of the stellar Balmer lines is a sensitive indicator of the IMF in very young populations. We have thus measured the absorption lines of the Balmer series in Haro 2, using two different methods. First, we have used IRAF to fit two gaussians, one for the emission line, one for the absorption line and second, we have used the program Xvoigt¹ which allows to adjust “by eye” a Voigtian absorption profile on the wings of the Balmer lines. This program computes the observed absorption profile of different atomic lines produced by a cloud for which we can fix the density, the velocity dispersion and the redshift. Both methods lead to the same values, with differences smaller than 0.5 Å. We adopted the values measured with Xvoigt. The results are summarized in Table 2.

Fanelli et al. (1988) have analyzed the UV spectrum of Haro 2 using optimized, non-evolutionary, stellar synthesis techniques. These authors derived a strongly discontinuous luminosity function for this galaxy, concluding that the present burst of star formation has been preceded by at least two bursts, the most recent of which ended not more than 20 Myr ago. Mas-Hesse & Kunth (1997 in prep.) have also analyzed this galaxy applying evolutionary synthesis techniques. They obtain an age of 4 – 5 Myr for the present burst, with best fits obtained for a rather steep ($\alpha \geq 3.0$) IMF (defined as $dN/dm = \phi(m) \propto m^{-\alpha}$) and a nearly instantaneous star-formation episode. The mod-

¹ Xvoigt, Copyright 1994, David Mar

Table 2. Measurement of the Balmer absorption lines.

Line	Position	EW
	(1)	(2)
H ϵ	3970.1	4.6 ± 0.5
H δ	4101.7	4.7 ± 0.5
H γ	4340.4	4.1 ± 1.0

Columns:

(1) : Rest wavelength in Å.

(2) : EW in Å measured with Xvoigt.

els of Mas-Hesse & Kunth (1997, in prep.), based on the fit of the UV continuum, clearly underestimate the optical continuum. The stars formed in the present burst, the only one to which the UV range is sensitive, account indeed for not more than 60% of the total optical emission, indicating that an important fraction of the stellar population was formed prior to the present burst. Krüger et al. (1995) obtain indeed also a good fit to the optical and near infrared continuum by assuming that a 5 Myr long starburst has taken place on a galaxy having formed stars continuously, but at a lower rate, during the last 15 Gyr. Finally, Loose & Thuan (1986) detected a change in stellar populations from O to F6 main sequence stars as radius increases, concluding that Haro 2 is an elliptical galaxy with very active star formation activity in its center.

We have compared the observed Balmer absorption line equivalent widths with the predictions made by Olofsson (1995), based on evolutionary models computed assuming various truncations of the IMF. To be consistent with previous results, we have assumed a two-burst model with IMF slope $\alpha = 2.5$. The relative strength of each burst was chosen to reproduce the total optical emission. No unique solution can be derived from the calculation but we have found that in any case the observed equivalent widths exclude models in which the IMF is truncated below $10 M_{\odot}$. Therefore, if the onset of a starburst inhibits the formation of low mass stars, this result shows that the process should be effective only at masses clearly below $10 M_{\odot}$, if any.

According to the results by Mas-Hesse & Kunth (1997, in prep.), the mass transformed into stars in the mass interval between 2 and $120 M_{\odot}$ is rather high (more than $10^6 M_{\odot}$), and the burst is in a quite late phase (at around 4.5 Myr), so that the amount of kinetic energy released by such an episode (stellar winds, supernovae explosions) is large enough for having disrupted the interstellar medium, as we will discuss below.

5. Discussion

The excess in the velocity dispersion measured in the central region of Haro 2 with respect to the correlation from

Terlevich & Melnick (1981) can be explained by the combination of rotation and seeing effects. The rotation curve shows a variation in the position of H α of 0.5 \AA (20 km/s) per $5\text{-}6''$. Since the seeing was of this order, we would expect an increase in the observed FWHM of the lines by about 20 km/s. It seems therefore that the correlation given by these authors should flatten for large galaxies in which the rotation introduces a measurable effect, while it remains valid for smaller HII galaxies with no significant rotation.

Lequeux et al. (1995) have shown evidences for the existence of an expanding shell at 200 km/s in Haro 2. We will discuss now how our optical observations can be interpreted in this scenario, and will derive a simple geometrical model for Haro 2. As we have shown above, the H α emission profile shows two broadened wings. By assuming that the total H α line is due to the emission from a central HII region and to the additional emission from a partially ionized shell expanding at 200 km/s, we have attempted to fit the H α profile by the sum of three gaussians with velocities of 0, +200, and -200 km/s with respect to the center of the H α line (Fig. 5). Our fit can reproduce the broadening of the line profile, indicating that the wings are consistent indeed with the emission coming from an expanding shell. The total contribution of this shell to the total H α luminosity would be close to 7%. The residuals that are evident from the fit shown in Fig. 5 would be reduced by considering a more realistic convolution of gaussians at velocities around $\pm 200 \text{ km/s}$, as expected in an expanding shell, instead of single velocity values.

Finally, the broadening of the wings is asymmetric. This can be explained if the broadening is indeed due to an expanding shell. Photons coming from the receding part of the shell are likely to be absorbed by dust within the HII region and the front part of the shell while those emitted by the foreground part of the shell can escape directly.

The H α line intensity strongly decreases as we go away from the center. The intensity scale between the center and a distance of 10 arcsec or more is roughly a factor of 10. Over this distance the rotation curve has been measured.

At about $13''$ from the center the velocity decreases to reach the value measured in the central region, before increasing again. This suggests that we are detecting emission from gas whose motion does not follow the galaxy rotation and appears at the same velocity -the systemic velocity- than the central region. We suggest that this gas is precisely the ionized part of the expanding shell ejected by the central region. Since this effect starts to appear at $3''$ of the central region, we conclude that the radius of the central HII region is around this value, which is consistent with the estimation of $3''$ by Lequeux et al. (1995). Therefore, at larger distances the emission starts to be dominated by the shell. We have measured the contribution to the total H α luminosity of the two regions at around $10''$. This contribution is found to be around 6-7

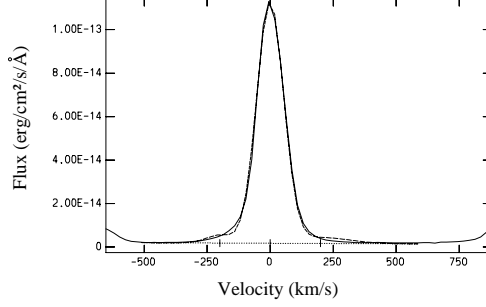


Fig. 5. Line fitting to the observed H α line in the central (CE) region. The three component gaussian fit is given by the dashed line while the observed H α emission is represented by the solid line. The three fitted gaussians are at 0, +200 and -200 km/s with respect to the center of the line. The intensity contribution of the two components at +200 km/s and -200 km/s is around 7% of the central line.

%, which is consistent with our previous estimation of the contribution of the shell to H α . Moreover we argue that locations where the gas emission appears at the same velocity than that of the nucleus correspond to the “border” of the emission shell. This allows us to limit the radius of the ionized shell to $13''$ or 1.23 kpc ($H_0=75$ km/s/Mpc). Marlowe et al. (1995) have found bubbles with sizes of the same order. Using this result and the expanding velocity of 200 km/s we can evaluate the characteristic dynamical timescale of the shell to be 5-6 Myr. This timescale corresponds to the start of the present nuclear starburst, estimated at 4-5 Myr by Mas-Hesse & Kunth (1997, in prep.).

We can estimate the kinetic energy of the neutral expanding gas that is pushed out by the shell by

$$E_k(\text{HI}) = \frac{1}{2} 4\pi r^2 N(\text{HI}) m_p v^2,$$

where r is the radius of the shell, $N(\text{HI})$ the column density of the neutral gas, m_p the mass of the proton and v the mean expansion velocity. Lequeux et al. (1995) have evaluated the column density of the neutral gas expanding with the shell to be $N(\text{HI}) = 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ on the line of sight. Adopting this value we find $E_k(\text{HI}) = 4.53 \cdot 10^{54}$ ergs and a mass for the expanding gas of $6 \cdot 10^6 M_\odot$. We have applied the relation of Marlowe et al. (1995) by using the Castor et al. (1975) model which gives the evolution of the radius and the expansion velocity of a bubble expanding adiabatically:

$$r_{\text{bubble}} = 1.0 \left(\frac{dE}{dt} \right)_{41}^{\frac{1}{5}} n_0^{-1/5} t_7^{2/5} \text{ kpc} \quad (1)$$

$$v_{\text{bubble}} = 62 \left(\frac{dE}{dt} \right)_{41}^{1/5} n_0^{-1/5} t_7^{-2/5} \text{ km s}^{-1} \quad (2)$$

where $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{41}$ is the kinetic energy injection rate in units of $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, n_0 is the number density in the medium, and t_7 is the time since the expansion began in units of 10^7

yr. The density of the medium is not known, and Marlowe et al. (1995) adopt $n_0 = 0.3$. The kinetic energy injection rate for Haro 2 is $4.34 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ at 6 Myr (Cervino et al. 1997, in prep.). Using this value and adopting, rather arbitrarily, $n_0 = 0.3 \text{ cm}^{-3}$, we have evaluated the size and speed of the bubble. We find $r_{\text{bubble}} = 1.26 \text{ kpc}$ and $v_{\text{bubble}} = 130 \text{ km s}^{-1}$ for an age of 6 Myr. Taking into account the inherent uncertainties, this is consistent with our estimations for the size and the velocity. The discrepancies with the measured values can be partially explained by the expected asymmetry of the shell. No neutral gas at the systemic velocity has been detected with HST in front of the central cluster, although we know from radio observations that there are significant amounts of neutral hydrogen surrounding Haro 2. We expect therefore that in the line of sight we are detecting outflowing gas which is reaching the limits of the cloud. On the other hand, the gas column density should be much larger in the direction perpendicular to the line of sight, where we have measured the size of the shell. We have therefore used the precedent relations to constrain the density in both directions, using the computed kinetic energy and other observed parameters for a 6 Myr old shell. In formula (1), using the radius of 1.26 kpc, we have computed for the direction perpendicular to the line of sight, a value of $n_0 = 0.33 \text{ cm}^{-3}$ as an upper limit. In formula (2), the velocity of 200 km/s measured on the line of sight with the HST gives a value of $n_0 = 0.03 \text{ cm}^{-3}$ as a lower limit in this direction.

We have mentioned that the FWHM of the H α line increases with the distance to the center. This means that as we are leaving the central region (along the slit), the contribution of the central HII region to H α decreases, but not the one of the shell. This results in an increasing contribution of the shell to H α and then to a broadening of this line due to the shell. The double peaked profile expected for the expanding shell alone is most probably smoothed by the poor seeing. New observations around H α with high spatial and spectral resolution under good seeing conditions may allow us to see this effect.

Comparison between H α and Ly α has revealed the existence of additional sources of Ly α photons at high velocity. If the receding ionized shell (or any other ionized region) were responsible for this emission, it would also produce H α photons with the same kinematical properties and showing therefore similar profiles. We interpret this extra emission as photons backscattered by resonant diffusion on the receding neutral part of shell, as suggested by Lequeux et al. (1995). Note that these backscattered photons, diffused at +200 km/s, would not be absorbed at all by the medium in the line of sight, which is at very different velocities.

From the results we have discussed up to now, we can sketch a simple geometrical scenario for Haro 2 inspired on several theoretical frameworks (Castor et al. 1975; Weaver et al. 1977; Martin 1996; Tenorio-Tagle 1996): A central starburst ionized region, at the systemic velocity, contains

most of the recent stars. Since the HST spectra show the presence of OI and SiIII absorptions at ~ 200 km/s, we infer the existence of a partially ionized expanding shell at this velocity, whose emission should contribute to the observed wings of $H\alpha$. The inner part of the ionized region could be constituted by the ejected materials from the central starburst while the outer part would be formed by the ionized interstellar medium. The inner gas is photoionized and perhaps partially ionized by shock-waves propagating from the interfaces between the ejected and the interstellar media (if the ionization produced by shocks is important, we should see some typical emission lines, like [OI]6300Å, which is not the case. Nevertheless, these lines are expected to be weak and since the contribution of the shell is very small they would remain below our level of detection). Since $Ly\alpha$ emission from the central region at 0 km/s is observed, there cannot be static HI gas on the line of sight. A “champagne flow” outcoming from the internal regions could be starting to form here. On the other hand, we speculate that larger amounts of static neutral gas could be present in the direction perpendicular to the line of sight, being responsible for the bulk of HI radio emission detected at the systemic velocity. The neutral outer layers of the expanding shell would be responsible for the absorption of $Ly\alpha$ photons detected with HST. On the other hand, diffusion at the receding sections of the shell would backscatter $Ly\alpha$ photons which would explain the excess of emission detected in the red wing of this line.

This scenario exemplifies once again that the detectability of $Ly\alpha$ emission in starburst galaxies requires the combination of several effects, as concluded by Kunth et al. (1996):

- The presence of an ionized medium producing $Ly\alpha$ photons.
- The absence of neutral gas at the velocity of the $Ly\alpha$ emission source in the line of sight, i.e., the presence of large gas flows in the line of sight, not hidden by more external static, neutral clouds.

Therefore other effects suggested in the past, like dust abundance, metallicity, evolutionary state of the cluster, etc..., do not play the only role in the process. This explains why the very metal deficient and dust-free galaxy IZw 18 shows nevertheless no $Ly\alpha$ in emission. IZw 18 is surrounded indeed by large amounts of neutral HI gas at low velocity. $Ly\alpha$ photons diffusion by neutral hydrogen would be produced independently on the presence or absence of dust grains. If dust particles are abundant, they would end absorbing the major part of the diffused photons. On the other hand, if dust effects are not significant, a glow of leaking $Ly\alpha$ photons should be detected around the whole neutral HI cloud surrounding starburst galaxies. Maybe efficient detectors in the future will be able to detect this $Ly\alpha$ glow.

6. Conclusion

We summarize the main results of this work:

- We have confirmed the existence of a partially ionized shell expanding at 200 km/s in Haro2. The contribution of this shell to the total $H\alpha$ luminosity is around 7%.
- The size of the shell has been evaluated to be 1.23 kpc and its age to 6 Myr, being apparently related to the last starburst event.
- The shell is not affected by the rotation of the galaxy.
- We confirm the Lequeux et al. (1995) hypothesis that backscattering is responsible for the broadening of the red wing of the $Ly\alpha$ emission.
- This starburst event probably has an IMF including stellar masses lower than $10 M_{\odot}$.

We have shown that long-slit high resolution spectroscopy around $H\alpha$ combined with $Ly\alpha$ spectroscopy is a powerful tool to study the geometry and kinematic of the ISM. These observations of Haro 2 show that $Ly\alpha$ photons can escape because of a particular structure and kinematic of the ISM, as suggested by Kunth et al. (1996) and Giavalisco et al. (1996). Both factors strongly affect the profile of the $Ly\alpha$ emission line and become major drivers for its detectability.

Acknowledgements. We want to thank S. Charlot, M. Cervino, M. Fioc, E. and R. Terlevich for stimulating discussions. F.L. thanks the LAEFF-Madrid for his hospitality during the period this work was performed. This work has benefited from the financial support of the Action Intégrée PICASSO. J.M.M.-H. has been partially supported by Spanish CYCIT grant ESP95-0389-C02-02.

References

- Augarde R., Lequeux J. 1985, A&A, 147, 273
- Calzetti D., Kinney A., Storchi-Bregmann T. 1994, ApJ, 429, 582
- Cananzi, K., Augarde, R., Lequeux, J. 1993, A&AS, 101, 599
- Castor J., McCray R., Weaver R. 1975, ApJ, 200, L107
- Charlot S., Fall M. 1991, ApJ, 378, 471
- Davidge T.J. 1989, PASP, 101, 494
- Davidge T.J., Maillard J.P. 1990, ApJ, 351, 432
- Fanelli M., O’Connell R., Thuan T. 1988, ApJ, 334, 665
- Giavalisco M., Koratkar A., Calzetti D. 1996, ApJ, 466, 831
- Hartmann L.W., Huchra J.P., Geller M.J. 1988, ApJ, 326, 101
- Izotov Y.I., Dyak A.B., Chaffee F.H., et al., 1996, ApJ, 458, 524
- Krüger H., Fritze-v. Alvensleben U., Loose H.-H. 1995, A&A, 303, 41
- Kunth D., Joubert M. 1985, A&A, 142, 411
- Kunth D., Lequeux J., Sargent W.L.W., Viallefond F. 1994, A&A, 282, 709
- Kunth D., Lequeux J., Mas-Hesse J.M., Terlevich E., Terlevich R. 1996, in “Starburst activity in Galaxies”, Rev.Mex.A.A., proceedings of Puebla conf. (Mexico)

8 F. Legrand et al.: Evidences of an expanding shell in the Blue Compact Dwarf Galaxy Haro 2

- Larson B.R. 1986, in *Stellar populations*, ed. C.A. Norman, A. Renzini, M. Tosi, Cambridge University press, p. 101
- Lequeux J., Maucherat-Joubert M., Deharveng J.M., Kunth D. 1981, *A&A*, 103, 305
- Lequeux J., Kunth D., Mas-Hesse J.M., Sargent W.L.W. 1995, *A&A*, 301, 18
- Loose H.-H., Thuan T. 1986, *ApJ*, 309, 59
- Marlowe A.T., Heckman T.M., Wyse R.F.G., Schommer R. 1995, *ApJ*, 438, 563
- Martin C. 1996, *ApJ*, 465, 680
- Meier D.L. 1976, *ApJ*, 207, 343
- Meier D.L., Terlevich R. 1981, *ApJ*, 246, L109
- Neufeld D. 1991, *ApJ*, 370, L85
- Olofsson K. 1995, *A&AS* 111, 57
- Osterbrock D.E. 1989, Oxford University Press, University Science Books
- Partridge R.B., Peebles P.J.E. 1967, *ApJ*, 147, 868
- Rieke G.H., Loken K., Rieke M.J., Tamblyn P. 1993, *ApJ*, 412, 99
- Tenorio-Tagle G. 1996, *AJ*, 111, 1641
- Terlevich R., Melnick J. 1981, *MNRAS*, 195, 839
- Terlevich E., Diaz A.I., Terlevich R., Garcia Vargas M.L. 1993, *MNRAS*, 260, 3
- Weaver R., McCray R., Castor J. 1977, *ApJ*, 218, 377
- Yang H., Chu Y.H., Skillman E.D., Terlevich R. 1996, *AJ*, 112, 146

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)
Your thesaurus codes are:

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS
29.10.1998

Detection of WR stars in the metal-poor starburst galaxy IZw 18

F. Legrand¹, D. Kunth¹, J.-R. Roy², J.M. Mas-Hesse³, and J.R. Walsh^{4*}

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France.

² Département de physique and Observatoire du mont Mégantic, Université Laval, Québec Qc G1K 7P4

³ LAEFF, Apdo 50727, E-28080 Madrid, Spain.

⁴ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748 Garching, Germany

received 26 Jun 1997 ; accepted 10 Jul 1997

Abstract. Wolf-Rayet stars (WR) have been detected in the NW region of the metal-poor starburst galaxy IZw 18. The integrated luminosity and FWHM of the bumps at 4650 Å and 5808 Å are consistent with the presence of a few individual stars of WC4 or WC5 type. Evolutionary synthesis models predict few WRs in this galaxy, but only of WN type. The presence of WC stars at such low metallicity could however be explained by high mass loss rates, which would constrain the IMF upper mass cut-off in IZw 18 to be higher than 80 M_⊙ or alternatively favor a binary channel for WR formation. WC stars could also explain the strong and narrow HeII 4686Å emission line which peaks co-spatially with the WR bump emission, as suggested by Schaerer (1996). This detection shows that WR stars, even of WC type, are formed at metallicities below 1/40th solar.

Key words: Galaxies – Galaxies: IZw 18 – Galaxies: WRs galaxies – Galaxies: star formation – Galaxies: enrichment of ISM – Stars: WR –

1. Introduction

IZw 18 is known to be the most metal deficient object among the blue compact dwarf galaxies (BCDs), with a metallicity of 1/40th of the solar value and undergoing a strong star formation event (Searle & Sargent 1972; Skillman & Kennicutt 1993, hereafter SK93). Moreover, IZw 18 is a close by object with a recession velocity of 740 ± 10 km/s. This makes this galaxy an excellent laboratory for studying the properties of star formation at low

metallicity. It is well known that the spectrum of IZw 18 presents a strong HeII4686Å narrow emission line. As the ionising spectra of ordinary O stars are unable to explain the presence of this feature, Bergeron (1977) originally proposed that this line can directly originate in the atmosphere of hot Of stars.

Broad WR features are often found in the spectra of starburst galaxies (Vacca & Conti 1992). As the WR stage occurs after a few Myrs in the lifetime of massive stars, starburst galaxies are often dominated by a recent burst of star formation undergoing a WR-rich evolutionary phase (Schaerer & Vacca 1996, hereafter SV96).

However, metallicity is a crucial parameter for the evolution of massive stars through the WR phase in a starburst (Maeder & Meynet 1994; Cerviño & Mas-Hesse 1994, hereafter CMH94; Meynet 1995, hereafter M95). Specifically, when the metallicity decreases, the time duration of the WR stage decreases and the lower mass limit for a star to be able to evolve to WR phase increases. This results in a dramatic diminution of the WR/O star ratio with metallicity. Moreover, as the WC star progenitors are supposed to be more massive than the WN ones, the ratio WC/WN should also decrease with metallicity (M95). At low metallicity however, evolutionary models predict that WN stars must dominate the WR population (M95). At the metallicity of IZw 18, no WC should be formed (CMH94).

In Section II, we will present the observations and the measurements. Contrary to expectation, evidence for the presence of few WC stars will be given; the possible excitation of the narrow HeII line by these stars and comparison with the evolutionary models are discussed in the last Section.

2. Observations and data analysis

Seventeen exposures of 3000 seconds each of the blue compact galaxy IZw 18 were obtained with the 3.6m CFH telescope during the three successive nights between 1995

Send offprint requests to: F. Legrand

* DK and JRR Visiting astronomers at Canada-France-Hawaii Telescope, which is operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique de France, and the University of Hawaii

February 1st and 4th using the MOS spectrograph with the 2048x2088 Loral 3 CCD detector. A long slit (1.52 arcsec wide) was used with a position angle of 45° , covering a spectral range from 3700 to 6900 Å. The slit was centered on the central HII knot of the NW region of IZw 18. The spatial resolution was 0.3145 arcsec/pix and the dispersion 1.58 Å/pix giving a spectral resolution of about 8.2 Å. The seeing was between 1 and 1.5 arcsec. The spectra were reduced using IRAF. Due to a slight offset between the first night and the following (less than 1"), the sampled spatial region is slightly increased with respect to the slit width.

The strong emission lines in the integrated spectrum were measured over 25 pix (7.8") centered on the continuum maximum emission. This allowed us to determine a reddening of $E(B-V)=0.1$, in agreement with SK93, assuming an underlying Balmer stellar absorption of 2 Å EW. We have used this value to correct the measured flux from the reddening effect. The EW of $H\beta$ is measured to be 70 ± 5 Å. The line measurements are given in table 1.

Table 1. Relative emission line fluxes in IZw 18 measured in the 7.8" long integrated spectrum. The Balmer line fluxes have been corrected for underlying stellar absorption by 2 Å of equivalent width.

Lines	$I(\lambda)/I(H\beta)$	$I_0(\lambda)/I(H\beta)$	$I_{th}(\lambda)/I(H\beta)$
[OII] $\lambda 3727$	0.356	0.388	0.845
[NeIII] $\lambda 3867$	0.181	0.193	0.176
H δ	0.267	0.283	—
H γ	0.476	0.497	—
[OIII] $\lambda 4363$	0.064	0.067	0.049
HeI $\lambda 4471$	0.022	0.022	0.031
H β	1.000	1.000	1.000
[OIII] $\lambda 5007$	2.002	1.979	1.960
HeI $\lambda 5876$	0.063	0.058	0.082
H α	2.978	2.669	2.830
[NII] $\lambda 6583$	0.008	0.007	0.009
[SII] $\lambda 6716$	0.021	0.019	0.007
[SII] $\lambda 6731$	0.016	0.014	0.005
WRbump region			
CIII $\lambda 4650$	—	—	2.66E-7
OII $\lambda 4651$	—	—	1.8E-4
[FeIII] $\lambda 4658$	—	—	1.33E-4
HeII $\lambda 4686$	0.040	0.041	1.9E-9
[ArIV] $\lambda 4713$	0.01	0.01	9.54E-3
[ArIV] $\lambda 4741$	5.7E-3	5.7E-3	6.77E-3

Columns numbers:

- 2: Measured flux relative to $H\beta$.
- 3: Flux corrected for the reddening.
- 4: Flux predicted from SL96.

The most striking aspect of this spectrum, integrated over 25 pix (7.8"), are two faint broad emission features around 4650 Å and near 5812 Å (Fig.1).

Such features are typical of WC stars (Smith 1968; Conti & Massey 1989). Nevertheless, narrow nebular emission lines can give non negligible contributions around 4650 Å, such as CIII $\lambda 4650$ Å; OII $\lambda 4651$ Å; [FeIII] $\lambda 4658$ Å; HeII $\lambda 4686$ Å; [ArIV] $\lambda 4711$ Å $\lambda 4740$ Å and NIII $\lambda 4634, 4640$ Å. In

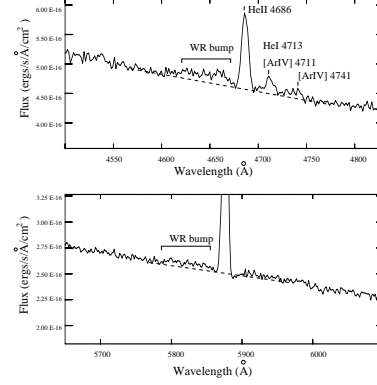


Fig. 1. Regions of the spectrum of IZw 18 around the HeII4686Å (upper) line and the HeI5876Å (lower). The spectrum is integrated over 7.8" centered on the maximum continuum emission. The broken line shows the position of the fitted continuum.

order to evaluate their contribution to the bump around 4650 Å hence the significance of this bump, we have used the photoionization models produced by Stasińska & Leitherer (1996 hereafter SL96) for evolving starbursts. No model can exactly match the observed strong emission features [OIII] $\lambda 5007$ Å [OIII] $\lambda 4363$ Å, [NeIII] $\lambda 3869$ Å and [OII] $\lambda 3727$ Å. We then used a model giving a reasonable agreement with our data, using parameters as close as possible to that of IZw 18. The model we used (named "iicikii" in SL96) corresponds to 4 Myrs for the burst in agreement with evolutionary models predictions of CMH94 using the $H\beta$ equivalent width. The results from the model are given in column 4 of Table 1. The NIII $\lambda 4634, 4640$ Å lines are not given by the models. However, this doublet is absent in the spectrum of SBS 0335-052 (Izotov et al., 1997), a starburst galaxy with an abundance and an electronic temperature very similar to those of IZw 18, and so the doublet was neglected.

We then measured the flux in the WR bump at 4650 Å and subtracted the expected nebular lines given by the model. We find that the remaining flux in the bump at 4650 Å is centered at around 4646 Å, has a FWHM of 55 ± 5 Å leading to a ratio $WR(bump)/H\beta=0.029$. Finally, we have converted the measurements to absolute flux, assuming a distance of 10 Mpc for IZw 18. The flux in the bump at 4645 Å is $(1.0 \pm 0.3) 10^{37}$ ergs/s and, after subtraction of the nebular lines, $(9.90 \pm 3) 10^{36}$ ergs/s.

In the region around the HeI5876Å line, a faint large bump centered at 5820 Å is observed (fig. 1) with a FWHM of 50 ± 10 Å. The flux emitted in this bump is found to be $(4 \pm 1.5) 10^{36}$ erg/s.

We also investigated the spatial location of the emission

features. The nebular emission is shifted by $1''$ in the NE direction with respect to the continuum emission. By binning the spectrum over $1.6''$ at all the positions along the slit, we find that the bumps at 4645 \AA and 5820 \AA are correlated in position and occur in a region situated between $1''$ and $2''$ SW from the central star cluster. Moreover, this corresponds to the position of the maximum emission of the narrow HeII4686Å relative to H β (Fig. 2).

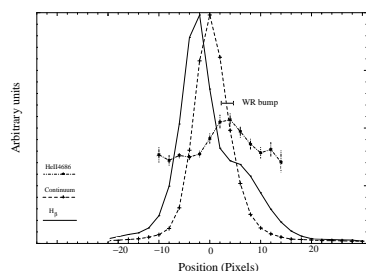


Fig. 2. Spatial location of the different spectral emission features along the slit (1 pixel = 0.3145 arcsec). Position of the maximum emission in the WR bump is indicated with bold line.

3. Discussion

3.1. WR population

Generally WR stars are classified in two groups, WN and WC. Stars with type ranging from 2 to 5 and from 4 to 6 respectively are called early (and noted WNE and WCE) while WR with type ranging from 6 to 9 for WN and from 8 to 9 for WC are called late (Conti et al., 1990) and noted WNL, WCL. It is commonly accepted that early type stars are hotter than late type ones, even if no direct relationship between type and temperature has been determined (Vacca & Conti, 1992). WN stars are mainly characterized by the NIII4634,4640Å blend, NIV4057Å NV4604,4620Å blend and HeII4686Å emission lines, while WC stars are betrayed by CIII4645Å, CIII5696Å and CIV5801,5812Å emission features (Conti et al., 1990).

Our spectra show unambiguously a broad bump centered at 4645 \AA which cannot be nebular in origin. No underlying contribution under the narrow 4686 \AA line is detected, which rules out WN stars for which a strong broad contribution at 4686 \AA is expected, but not WCE in which the contribution at 4686 \AA can be negligible (Schaerer 1996). The bump at 4645 \AA appears to be correlated with another bump around 5820 \AA which we interpret as the CIV5801,5812Å blend. Smith (1991) gives an average luminosity of $5 \cdot 10^{36} \text{ ergs s}^{-1}$ in the 4650 \AA bump

and $3 \cdot 10^{36} \text{ ergs s}^{-1}$ in the 5808 \AA bump for WCs. The measured fluxes in the two bumps, taking the uncertainties into account, agree well with the presence of one or two WC stars in IZw 18. Note that Hunter & Thronson (1995) report the possible detection of two WR stars with the HST using a 4695 \AA filter. Finally, the comparison between the FWHM of the bumps given by Smith et al. (1990) with our measured values ($55 \pm 5 \text{ \AA}$ at 4645 \AA and $50 \pm 10 \text{ \AA}$ at 5820 \AA) supports the presence of WCEs and indicates that the most probable types for these stars are WC4 or WC5. According to CMH94, and M95, the progenitors of WR stars at $Z = 0.001$ are stars at least more massive than $80 M_{\odot}$. This constrains the IMF upper mass cutoff in IZw 18 to be higher than $80 M_{\odot}$. Moreover, at metallicity lower than $1/20$ th solar, CMH94 do not predict the formation of WC. However these types are predicted if WR binary stars are taken into account (SV96; Cerviño et al. 1996) as will be discussed below.

3.2. Narrow HeII4686Å line and evolutionary models

It is well known that IZw 18 presents a strong HeII4686Å line in emission (SK93). The production of this line requires very energetic photons ($E \geq 54 \text{ eV}$) of which too few are produced by ionizing sources with effective temperature $T_{eff} \leq 70000 \text{ K}$ (Garnett et al. 1991 hereafter G91). Since its intensity is several times larger than predicted by photoionization models of HII regions ionised by O stars, Bergeron (1977) suggested that this line can arise directly in the atmosphere of hot Of stars. However, as asserted by Conti (1991), Of stars typically have both NIII4640Å and HeII4686Å with roughly the same intensity, and in IZw 18 no NIII4640Å as strong as the HeII4686Å line is observed. Campbell et al. (1986) have suggested that the low abundance in IZw 18 may suppress the NIII lines (see also Walborn et al 1995). On the other hand, G91 have proposed an excitation of the HeII4686Å by X-ray sources, but Motch et al. (1994) using ROSAT data, have shown that this mechanism cannot explain the observed emission in IZw 18. Pakull & Motch (1989) have also suggested that hot WN stars could be at the origin of this line. Finally, ionization by WC stars has been suggested by Schaerer (1996).

Some association between HeII4686Å and WO stars has been reported by G91 while nebular HeII4686Å associated with the presence of WC stars have been reported by Gonzalez-Delgado et al. (1994). The correlation observed between the maximum emission of the narrow nebular HeII4686Å and the supposed location of the detected WC in IZw 18 (Fig. 2) favour this later hypothesis. G91 however find no offset between the peaks of H β and HeII4686Å for a different orientation of the slit. Izotov & Thuan (1997, ApJ submitted) also report a shift and attribute the difference between their results and the ones of G91 to a poorer S/N and resolution of the G91 data.

Schaerer (1996), using non-LTE, line blanketed model atmospheres accounting for stellar winds, synthesized the nebular and WR HeII4686Å emission in young starbursts. He finds that after 3 Myrs, the $\text{HeII}_{\text{nebular}}/\text{H}\beta$ ratio increases due to the appearance of WC stars. For metallicities between solar and 1/5th solar, the ratio is the strongest with typical values between 0.01 and 0.03. At low metallicity ($1/20Z_{\odot}$), this ratio peaks after 3.4 Myrs at $4 \cdot 10^{-3}$, already ten times lower than what is observed in IZw 18. Moreover, at low Z , due to the low mass loss, the WC population becomes negligible (M95, CMH94, Maeder & Meynet 1994) explaining the faintness of the expected nebular HeII4686Å line.

However, M95 has shown that models using mass loss rates twice the standard ones, although in good agreement with the overall results obtained by CMH94, predicts more WCs. Observational evidence for larger values of mass loss rates are given in Heap et al. (1994) for R136a. Still, some objects with relatively low metallicity exhibit large numbers of WC stars like IC 10 which have a ratio WC/WN of 2 (Massey 1996) while Massey & Armandroff (1995) suggest that the star formation “vigor” affects the IMF and thus the number of WC to WN stars (see eg M95). Another way to form WR stars is the binary channel, but as mentioned by SV96 and Cerviño et al. (1996), the WRs formed in binary systems start to appear at 5 Myrs which may be longer than the burst age in IZw 18. Our new observations show that WC stars can form in a very metal deficient environment and tend to corroborate the high mass loss rate hypothesis of M95, possibly with rates even higher than twice the standard one at very low metallicities. Although our result has little statistical bearing, the absence of WN stars comes as a surprise as evolutionary models (CMH94, M95) predict more WN stars than WC stars at low metallicity and even no WC at $Z \leq \frac{1}{20}Z_{\odot}$ (CMH94). This detection of WC in a environment with metallicity as low as 1/40th solar may indicate that a binary channel for WR star formation and/or higher mass loss rates have to be accounted for.

4. Conclusion

Two broad bumps have been detected in the spectra of IZw 18, centered respectively at 4645 Å and 5820 Å. We interpret these features as evidences for the presence of WR stars of WC type. The flux and FWHM of these bumps affirm that we are in presence of one or two WC4 or WC5 stars. The strong narrow HeII4686Å line peaks co-spatially with the WR bumps indicating that this line is nebular in origin and due to the presence of these detected WC stars. No evidence for the presence of WN stars is found contrary to evolutionary models at very low metallicity. This favours the hypothesis that mass loss rates may be higher than twice the standard one at very low metallicities or that the binary channel is an important process of WR stars formation. Finally, the implication on the

IMF of IZw 18 is that stars more massive than $80 M_{\odot}$ have been formed in this galaxy.

Acknowledgements. We thank D. Schaerer and L. Drissen for helpful discussions and suggestions. We thank the referee P.S. Conti for his helpful comments. JRR is funded by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, and the Fonds FCAR of the Government of Québec.

References

- Bergeron J., 1977, ApJ, 211, 62
- Campbell A.W., Terlevich R., Melnick J., 1986, MNRAS, 223, 811
- Cerviño M. & Mas-Hesse J.M. (CMH94), 1994, A&A, 284, 749
- Cerviño M., Mas-Hesse J.M., Kunth D., 1996, “WR stars in the framework of stellar evolution” 33rd Liege int. Ast. Coll.
- Conti P.S., Massey P., 1989, ApJ, 337, 251
- Conti P.S., Massey P., Vreux J.M., 1990, ApJ, 354, 359
- Conti P.S., 1991, ApJ, 377, 115
- Garnett D.R., Kennicutt R.C., Chu Y., Skillman E.D. (G91), 1991, ApJ, 373, 458
- Gonzalez-Delgado R.M. et al., 1994, ApJ, 437, 239
- Heap et al., 1994, ApJ 435, L39
- Hunter D.A., Thronson H.A., 1995, ApJ, 452, 238
- Izotov et al., 1997, ApJ 476, 698.
- Maeder A., Meynet G., 1994, A&A, 287, 803
- Massey P., 1996, in “WR stars in the framework of stellar evolution”, 33rd Liege int. Ast. Coll.
- Massey P., Armandroff T.E., 1995, AJ, 109, 2470
- Meynet G. (M95), 1995, A&A, 298, 767
- Motch C., Pakull M.W., Pietsch W., 1994, in “violent star formation, from 30 Doradus to QSO”, Ed. G. Tenorio Tagle, Cambridge University press
- Pakull M.W., Motch C., 1989, Extranuclear activity in galaxies, Ed E. Meurs & B. Fosbury
- Schaerer D., 1996, ApJ, 467, L17
- Schaerer D., Vacca W. (SV96), 1996, in “WR stars in the framework of stellar evolution”, 33rd Liege int. Ast. Coll.
- Searle L., Sargent W.L.W., 1972, ApJ, 173, 25
- Skillman E.D. & Kennicutt R.C. (SK93), 1993, ApJ, 411, 655
- Smith L.F., 1968, MNRAS, 138, 109
- Smith L.F., 1991, in “Wolf-Rayet Stars and interrelations with other stars in galaxies”, IAU symp., 143
- Smith L.F., Shara M.M., Moffat A.F.J., 1990, ApJ, 358, 239
- Stasińska G., & Leitherer C. (SL96), 1996, ApJsup, 107, 661
- Izotov Y.I., Thuan T.X., Lipovetsky V.A., 1997, ApJS, 108, 1
- Vacca W., Conti P.S., 1992, ApJ 401, 543
- Walborn et al., 1995, PASP, 107, 104

Abundance Profile and Stellar Content of IZw 18

François Legrand

Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis Bd Arago, 75014 Paris, France

Abstract. New observations of the metal poor galaxy IZw 18 are discussed. Wolf-Rayet stars of WC type have been detected in the NW-HII region contrary to evolutionary synthesis model predictions. Implications on the mass loss rate and on the formation processes of WR stars are discussed. A very homogeneous metal abundance is observed within the HII region. This emphasizes the problem of the dispersal and mixing of new synthesized element in a starburst. Different scenarios are discussed, showing that metals remain most likely hidden in a hot phase and that the observed present metallicity is the result of a previous star formation event.

1. Introduction

The blue compact galaxy IZw 18 is still the lowest metallicity galaxy known experiencing an intense star formation episode. Moreover, the metallicity in the HI halo seems to be lower than in the HII region (Kunth et al. 1994). This makes IZw 18 a good candidate to study the processes by which massive stars enrich the interstellar medium in a starburst galaxy.

2. Observations

Deep long-slit observations (14 hours with a thick CCD) of the NW region of IZw 18 were made in 1995 February at the CFH Telescope. The position angle was 45° , covering a spectral range from 3700 to 6900 Å. The spatial and spectral resolution were 0.31 arcsec/pix and 8.2 Å respectively. The seeing was between 1 and 1.5 arcsec. In order to measure the temperature sensitive line [OIII] $\lambda 4363$ with a good accuracy, the spectrum was binned over 1.6" at all the positions along the slit. This allows us to measure the temperature and derive abundances over more than 600 pc. Two major results were obtained as discussed below.

3. Stellar content and abundance of IZw 18

First, we found WR stars of the WC type in IZw 18 (Legrand et al. 1997). The presence of this kind of stars was unexpected in such a low metallicity object because evolutionary synthesis models predict few WR stars of only WN types (Meynet 1995). This should indicate that massive stars with mass larger than $80M_\odot$ are present and that mass loss rates may be larger than twice the

Abundance profile of IZw18

2

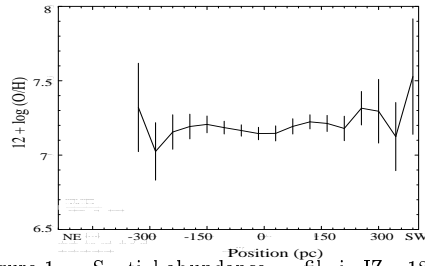


Figure 1. Spatial abundance profile in IZw 18.

standard one at low metallicity. Alternatively, the low number of WC detected (a few) is also compatible with a binary channel of formation without requiring high mass loss rate. However, a larger number of WR stars (5 WC and 17 WN) have been detected in IZw 18 at another slit position (Izotov et al. 1997). If this is confirmed, the binary channel for WR star formation would not be sufficient to account for such a large number and high mass loss rate would also be required. Perhaps more importantly, we found a strong correlation between the spatial location of the WRs and the maximum of the nebular emission line [HeII] $\lambda 4686$, suggesting that WC stars should indeed be at the origin of this line, as proposed by Schaerer (1996).

The second result (Legrand et al. A&A in preparation) is that the oxygen abundance does not present significant variations at scales smaller than 600 pc (Fig. 1). As the spatial resolution of our observations is 50 pc, smaller scale inhomogeneities cannot be excluded. This is comparable with results obtained for other starburst galaxies (Kobulnicky & Skillman, 1997, and references therein).

These results outline the problem of the dispersal and mixing of the newly synthesized elements in a starburst. Indeed, we know that there are some very massive evolved stars and one should expect the metals they have ejected to give some differences in the abundances between locations close and far from the star forming region (Kunth & Sargent 1986), which is not observed. Therefore the question of the origin of the observed heavy elements and the fate of the newly synthesized ones arise and will be discussed below.

4. The mixing problem in Starbursts

The problem of the dispersal and mixing in starburst galaxies can be sketched as in Fig. 2.

When a starburst galaxy is observed, the metals the metals produced by massive stars may or may not be ejected into the interstellar medium. If metals have not yet been ejected, it implies that the burst is younger than 3 Myrs, which is not the case for IZw 18 and for the majority of the starburst galaxies. So, in most cases, the metals are in the process of being ejected. However these metals may still be either in visible or invisible stages. If they are visible and produced by the ongoing burst, the N/O ratio observed in low metallicity starbursts (Masegosa et al. 1994, and references therein) would require a primary

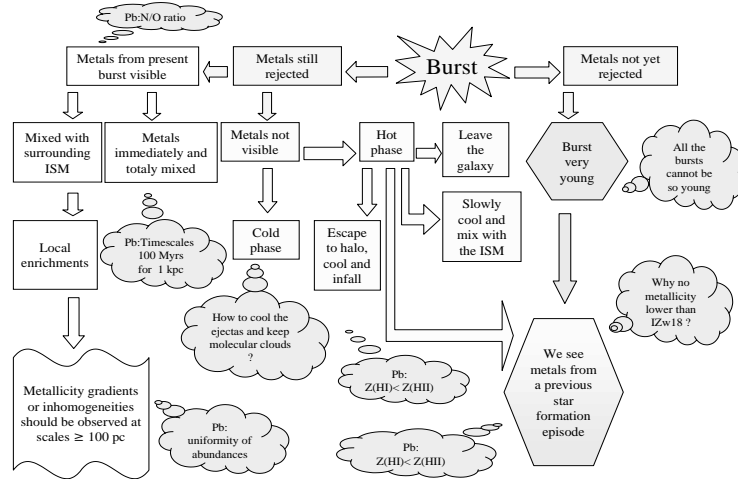


Figure 2. The mixing problem in Starbursts

origin for the nitrogen, which is a strong constraint for standard stellar evolution models.

The metals released should be dispersed and mixed with the interstellar medium surrounding the burst region as suggested by Kunth & Sargent (1986). The size of the enriched regions should then be of the order of 100 pc and some discontinuities in the abundances should be observed at this scale, which is not the case (Kobulnicky & Skillman 1997 and references therein).

To explain the observed uniformity of abundances in starburst galaxies, an immediate and total mixing within the galaxies can be invoked but the timescale for such a mixing is around 100 Myrs for scales of 1 kpc (Roy & Kunth 1995), which is much larger than the derived age for bursts in IZw 18 and in many other starbursts.

Alternatively, metals ejected by the massive stars of the present burst can be invisible because they are in a phase which do not emit optical lines. They could be locked into a cold molecular phase, but it seems difficult to maintain dust or molecular clouds for a long time in a starburst environment (Kobulnicky & Skillman 1997). The most probable hypothesis should be that the heavy elements ejected in the current burst of star formation are hidden in a hot 10^6 K phase only visible in X-rays as suggested by Devost et al. (1997). In this case, the metals should follow a long excursion in the galactic halo before cooling and coming back into the central galactic region as suggested by Tenorio-Tagle (1996) or should be ejected and leave the galaxy or simply be dispersed in the interstellar medium where they will slowly cool and mix with the ambient medium. In all these cases, the observed metals must have been produced during a previous star formation event. This then bring up two new questions: Why no local galaxy with a metallicity lower than that of IZw 18 is found? Why do the abundance in the HI halo seem to be lower than that of the HII region?

An explanation for the lack of starburst galaxies with a metallicity lower than the one of IZw 18 is that they simply do not exist! If true this would mean that local galaxies have been pre-enriched to this minimum metallicity. This would be the case if they have been enriched via a continuous star formation process at very low rate since the epoch of formation of galaxies. Note also that one single previous burst analog to the current one is enough in most cases.

The second problem is the apparent discontinuity in the abundance between the HI halo and the HII region ? If metals observed now have been produced during a previous star formation event, one should expect that since this epoch, the ejecta had had enough time to be dispersed and mixed over the whole galaxy. Nevertheless, the results of Kunth et al (1994) concerning IZw 18 remain controversial (Pettini & Lippman 1995; van Zee 1997, submitted to AJ) but new observations of other starbursts seem to indicate a trend for lower abundances in the HI gas (Kunth et al. 1997, submitted to A&A; Thuan & Izotov 1997). Therefore this crucial question is far from being solved and remains of major interest for our understanding of the mixing processes in the interstellar medium and of galaxy evolution.

5. Conclusion

We found WC stars in the metal poor galaxy IZw 18. It imply that mass loss rates at very low metallicity are more than twice the standard rate or that the binary channel of WR star formation is an important process. This indicates that metals are ejected in the ISM, but we found no trace of inhomogeneities within the HII region which should arise from these ejecta. We conclude that the metals ejected by the present massive stars are not seen because they are in a hot phase and that the measured metallicity results from a previous star formation event.

Acknowledgments. I am indebted to Daniel Kunth, J.R. Roy and L. Drissen for comments on this paper.

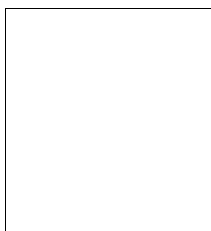
References

- Devost D., Roy J.-R., Drissen L. 1997, ApJ, 482, 765
- Izotov Y.I., Foltz C.B., Green R.F., Guseva N.G., Thuan T.X. 1997, ApJ, 487, L37
- Kobulnicky H.A. & Skillman E.D. 1997, ApJ, 489, 636
- Kunth D. & Sargent W.L.W. 1986, ApJ, 300, 496
- Kunth D., Lequeux J., Sargent W.L.W., Viallefond F. 1994, A&A, 282, 709
- Legrand F., Kunth D., Roy J.-R., Mas-Hesse J.M., Walsh J. 1997, A&A, 326, L17
- Masegosa J., Moles M., Campos-Aguilar A. 1994, ApJ, 420, 576
- Meynet G. 1995, A&A, 298, 767
- Pettini M. & Lippman K. 1995, A&A, 297, L63
- Roy J.R. & Kunth D. 1995, A&A, 294, 432
- Schaerer D. 1996, ApJ, 467, L17
- Tenorio-Tagle G. 1996, AJ, 111, 1641
- Thuan T.X. & Izotov Y.I. 1997, ApJ, 489, 623

LOW RATE STAR FORMATION ACTIVITY DURING QUIESCENT PHASES IN DWARF GALAXIES

F. Legrand¹, D. Kunth¹

¹ *Institut d'Astrophysique de Paris, France*



Abstract

Observations of quiescent dwarfs and low surface brightness galaxies suggest that continuous low rate star formation is likely to occur, during the quiescent phases between bursts, in dwarf galaxies. We thus have used a spectrophotometric model to reproduce the observed abundances in IZw 18, assuming only a low constant star formation rate. We conclude that such a continuous low star formation rate cannot be neglected, especially when considering the chemical evolution of very metal poor objects.

1 Introduction

Blue compact dwarfs galaxies (BCDG) are still experiencing a strong star formation event. Their low metallicity suggests that these objects are unevolved. The nature and the age of the most underabundant ones are still controversial: are they “young” galaxies forming stars for the first time or older systems which have evolved very slowly ? Despite of extensive searches, no local galaxy with a metallicity lower than $1/50 Z_{\odot}$ has been found, nor massive primordial HI clouds, without optical counterpart, at low redshift. These facts could indicate that these objects are not “young” objects experiencing their first episode of star formation.

2 Abundance profiles in BCDG

Kunth & Sargent [9], to explain why no galaxy with a metallicity lower than $1/50 Z_{\odot}$ has yet been found, have suggested that during the starburst phase, metals ejected by the massive stars

very quickly enrich the surrounding HII region. They show that the metallicity would reach a value up to $1/50 Z_{\odot}$ in few Myrs. In this scenario, an abundance discontinuity, between the central starburst region (polluted) and the external regions (more pristine), is expected. However, recent abundance measurements in IZw 18 ([11], [12]) and in other starburst galaxies ([8] and references therein) have shown a remarkable homogeneity within the HII regions over scales larger than 600 pc. On the other hand, these results appear in contradiction with time-scales required to disperse and mix the newly synthesized elements, as calculated by Roy & Kunth [14]. Therefore the most likely possibility is that during a starburst, heavy elements produced by the massive stars are ejected with high velocities in a hot phase, and leave the HII region ([1], [8], [11], [15]). This implies that the observed metals do not come from the present burst, but from a previous star formation event.

3 Low rate star formation during quiescent phases

Several studies of IZw 18 have shown that the current burst was not the first star formation event in the history of that galaxy ([3], [6], [10], [4], [7]). For example, Kunth et al [10] have shown that a starburst comparable to the present one could be sufficient to account for the observed abundance. However, such a Star Formation Rate (SFR) cannot be maintained for a long time without producing excessive enrichment and consuming all the gas. Starbursts episodes must therefore be separated by quiescent phases, during which these objects are supposed to appear as quiescent dwarfs or Low Surface Brightness Galaxies (LSBG). However, studies of these later objects have revealed that their SFR was very low but not zero ([17]). Thus the metallicity increases slowly during these quiescent phases. We then have used a spectrophotometric model to investigate how this low continuous star formation rate can account for the abundances observed in IZw 18.

4 Modeling of IZw 18

4.1 Description of the model

We used the spectrophotometric model described by Devriendt et al [2]. The main features of the model are the following:

- 1) A normalized $1 M_{\odot}$ galaxy is considered as a one zone closed system with instantaneous and complete mixing.
- 2) The stellar lifetimes are taken into account, *i.e.*, no instantaneous recycling approximation is used.
- 3) The model uses the evolutionary tracks from the Geneva group and the yields from Maeder [13].
- 4) The stellar output spectra are computed at each age using synthetic stellar libraries.
- 5) We used two typical different IMF (Salpeter and Scalo) described as a power law $\phi(m) = a.m^{-x}$ in the mass range $0.1-120 M_{\odot}$.
- 6) The evolution of several chemical elements (C,O,Fe), the total metallicity, the mass of gas, is followed in detail.

We adopted a value of $10^8 M_{\odot}$ for the initial mass of gas in IZw 18. A constant SFR was adjusted to reproduce the observed oxygen abundance in IZw 18 after 16 Gyrs. Finally, a strong star formation episode at 16 Gyrs (with a SFR of $0.04 M_{\odot}/yr$ over 50 Myrs) was added to reproduce the current burst and compare the predicted colors with the observed ones.

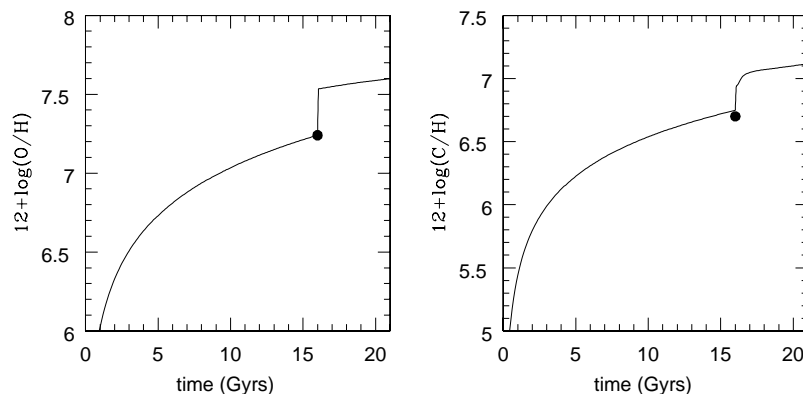


Figure 1: Evolution of abundances with time assuming a Scalo IMF. The measured abundances in IZw 18 are represented by a dot at 16 Gyrs.

4.2 Results

We found the required continuous SFR to be around $10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ in order to reproduce the observed oxygen abundance in IZw 18. This SFR is ten times lower than what is typically observed in LSBG and 400 times lower than the present one. The carbon abundance [3] observed in IZw 18 is well reproduced as shown in fig 1.

The resulting magnitudes shown in fig 2, assuming a distance of 10 Mpc for IZw 18, are compatible with the measurements of Thuan [16] and Huchra [5].

Van Zee et al [18] reported a size for the HI envelope (at a column density of $10^{20} \text{ atom cm}^{-2}$) in IZw 18 of $60'' \times 45''$ *i.e.*, $3 \times 2.3 \text{ kpc}$. Using this value and assuming that the underlying stellar component due to the constant star formation process is uniform, we have evaluated the surface brightness produced by this old population to be $29.3 \text{ mag.arcsec}^{-2}$ in the B band and $26.3 \text{ mag.arcsec}^{-2}$ in K. Further observations should be performed in order to observe this faint population in region far from the central burst.

5 Conclusions

This modeling indicates that IZw 18 could undergo its first “burst” of star formation, but would not be a “young” galaxy in the sense that a mild process of star formation already started a long time ago. If these kind of objects are not “young”, this would reconcile with the negative detections of massive primordial HI clouds, without optical counterpart, at low redshift, required for their late formation, explaining why no galaxies with a metallicity lower than $1/50 Z_{\odot}$ have been found.

We have shown that, low rate star formation is likely to occur during the quiescent phases between bursts in dwarfs galaxies and cannot be neglected, especially when dealing with the chemical evolution of very metal poor objects. A more detailed version of this work will be presented elsewhere ([12]).

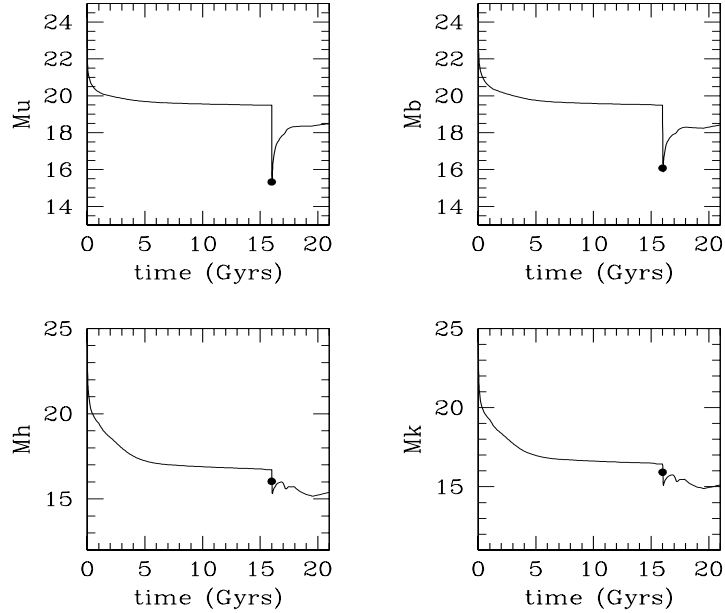


Figure 2: Evolution of colors with time assuming a Scalo IMF. The measured colors ([16] [5]) in IZw 18 are represented by a dot at 16 Gyrs.

References

- [1] Devost D., Roy J.-R., Drissen L., 1997, *Astrophys. J.* **482**, 765
- [2] Devriendt J., Guiderdoni B., Sadat R., 1998, *in preparation*
- [3] Dufour R.J., Hester , 1990, *Astrophys. J.* **350**, 149
- [4] Garnett D.R. et al, 1997, *Astrophys. J.* **481**, 174
- [5] Huchra J.P., 1977, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **35**, 171
- [6] Hunter D.A., Thronson H.A., 1995, *Astrophys. J.* **452**, 238
- [7] Izotov Y. & Thuan T.X., 1997, *Astrophys. J.* , in press
- [8] Kobulnicky H.A. & Skillman E.D. 1997, *Astrophys. J.* **489**, 636
- [9] Kunth D. & Sargent W.L.W., 1986, *Astrophys. J.* **300**, 496
- [10] Kunth D., Matteucci F., Marconi G., 1995, *Astr. Astrophys.* **297**, 634
- [11] Legrand F., 1998, *Proceedings of workshop at U. Laval, Quebec, ASP conf. series*
- [12] Legrand et al, 1998, *in preparation*
- [13] Maeder A., 1992, *Astr. Astrophys.* **264**, 105
- [14] Roy J.R. & Kunth D., 1995, *Astr. Astrophys.* **294**, 432
- [15] Tenorio-Tagle G. 1996, *Astron. J.* **111**, 1641
- [16] Thuan T.X., 1983, *Astrophys. J.* **268**, 667
- [17] van Zee L. et al, 1997, *Astron. J.* **113**, 1618
- [18] van Zee L., Westpfahl D., Haynes M.P., 1998, *Astron. J.* **115**, 1000

Bibliographie

- Aller L.H., 1984, Dordrecht, D. Reidel Publishing Co. (Astrophysics and Space Science Library. Volume 112), 1984. 360 p. **112**.
- Armus L., Heckman T.M., Miley G.K., 1990, ApJ **364**, 471.
- Armus L., Heckman T.M., Weaver K.A., Lehnert M.D., 1995, ApJ **445**, 666.
- Arnault P., Kunth D., Casoli F., Combes F., 1988, A&A **205**, 41.
- Avedisova V.S., 1972, Soviet Astronomy **15**, 708+.
- Barlow M.J., Hummer D.G., 1982, IAU Symposia **99**, 387.
- Beals C., 1938, dans : *Trans IAU*, tm. 6, p. 248.
- Beals C., 1949, Publ. Dom. Astro. Obs. **9**, 1.
- Bergvall N., Olofsson K., 1986, Astronomy and Astrophysics Supplement Series **64**, 469.
- Bessel M., Brett J., Scholz M., Wood P., 1989, A&AS .
- Bessel M., Brett J., Scholz M., Wood P., 1991, A&AS .
- Boisse P., Le Brun V., Bergeron J., Deharveng J.M., 1998, A&A **333**, 841.
- Brett J.M., 1995, A&AS **109**, 263.
- Briggs F.H., 1997a, ApJ **484**, 618+.
- Briggs F.H., 1997b, Publications of the Astronomical Society of Australia **14**, 31.
- Bruzual A. G., Charlot S., 1993, ApJ **405**, 538.
- Calzetti D., Kinney A.L., 1992, ApJ **399**, L39.

- Campbell A., 1990, ApJ **362**, 100.
- Cappi M., Persic M., Mariani S., Bassani L., Danese L., Dean A., Di Cocco G., Franceschini A., Hunt L., Matteucci F., Palazzi E., Palumbo G., Rephaeli Y., Salucci P., Spizzichino A., 1998, astro-ph/9809325 .
- Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ **345**, 245.
- Carigi L., Colin P., Peimbert M., Sarmiento A., 1995, ApJ **445**, 98.
- Cassinelli J., 1991, dans : *Wolf-Rayet Stars and interrelations with other stars in galaxies*, éd. van der Hutch K.A. & Hidayat B., tm. 143 de *IAU symp.*, p. 289.
- Castor J., Weaver R., McCray R., 1975, ApJ **200**, L107.
- Cerviño M., Mas-Hesse J., Kunth D., 1996, dans : *33rd Liege int. Ast. Coll.*
- Cervino M., 1998, *Galaxias con formacion estelar intensa: Sistemas binarios y emision X*, Thèse de doctorat, UMC, Spain.
- Cervino M., Mas-Hesse J.M., 1994, A&A **284**, 749.
- Cervino M., Mas-Hesse J.M., 1998, A&A p. in preparation.
- Charbonnel C., Meynet G., Maeder A., Schaerer D., 1996, A&AS **115**, 339.
- Charlot S., Fall S.M., 1991, ApJ **378**, 471.
- Charlot S., Fall S.M., 1993, ApJ **415**, 580+.
- Chen W.L., Neufeld D.A., 1994, ApJ **432**, 567.
- Chengalur J.N., Giovanelli R., Haynes M.P., 1995, AJ **109**, 2415+.
- Chiosi C., Matteucci F., 1982, A&A **110**, 54.
- Chu Y.H., 1996, dans : *The interplay between massive star formation, the ISM and galaxy evolution*, éds. Kunth D., Guiderdoni B., Heydari-Malayeri M., Thuan T., Ed. Frontieres, Gif sur Yvette, p. 201.
- Conti P.S., 1991, ApJ **377**, 115.
- Conti P.S., Garmany C.D., De Lore C., Vanbeveren D., 1983, ApJ **274**, 302.
- Conti P.S., Massey P., 1989, ApJ **337**, 251.

- Conti P.S., Massey P., Vreux J.M., 1990, ApJ **354**, 359.
- Corbelli E., Salpeter E.E., 1993a, ApJ **419**, 94+.
- Corbelli E., Salpeter E.E., 1993b, ApJ **419**, 104+.
- Corbelli E., Schneider S.E., Salpeter E.E., 1989, AJ **97**, 390.
- Cowie L.L., 1981, ApJ **245**, 66.
- Davidge T.J., 1989, PASP **101**, 494.
- Davidge T.J., Maillard J.P., 1990, ApJ **351**, 432.
- Davidson K., Kinman T.D., Friedman S.D., 1989, AJ **97**, 1591.
- de la Varga A., Reimers D., 1997, dans : *The Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems*, éd. Charlot P.P.S., Editions Frontieres, Paris, p. 456.
- de Mello D., Schaerer D., Heldman J., Leitherer C., 1998, ApJ **in press**.
- De Robertis M.M., Dufour R.J., Hunt R.W., 1987, JRASC **81**, 195.
- De Vaucouleurs G., De Vaucouleurs A., Corwin Herold G. J., Buta R.J., Paturel G., Fouque P., 1991, dans : *Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York*.
- Deharveng J.M., Joubert M., Kunth D., 1986, dans : *Star Forming Dwarf Galaxies and Related Objects*, pp. 431+.
- Devost D., Roy J.R., Drissen L., 1997, ApJ **482**, 765.
- Devriendt J., Guiderdoni B., Sadat R., 1998, A&A **in preparation**.
- Diaz A.I., Terlevich E., Pagel B.E.J., Vilchez J.M., Edmunds M.G., 1987, MNRAS **226**, 19.
- Djorgovski S., 1990, AJ **99**, 31.
- Dopita M.A., Evans I.N., 1986, ApJ **307**, 431.
- Doublier V., 1998, *Evolution et Formation des Galaxies Bleues Compactes Naines à Sursaut de Formation stellaire: Imagerie Visible et Proche-infrarouge*, Thèse de doctorat, Université de Paris VII.
- Dufour R.J., Garnett D.R., Shields G.A., 1988, ApJ **332**, 752.

- Dufour R.J., Harlow W.V., 1977, ApJ **216**, 706.
- Dufour R.J., Hester J.J., 1990, ApJ **350**, 149.
- Dyson J., 1989, dans : *Structure and dynamics of the interstellar medium*,
éds. Tenorio-Tagle G., Moles M., Melnick J., Proceeding of IAU coll. 120,
Springer-Verlag, p. 137.
- Dyson J.E., Williams D.A., 1980, dans : *Manchester: University Press, 1980*.
- Edmunds M.G., Pagel B.E.J., 1984, MNRAS **211**, 507.
- Eggen O.J., Lynden-Bell D., Sandage A.R., 1962, ApJ **136**, 748+.
- Fairall A.P., 1988, MNRAS **233**, 691.
- Ferland G.J., Osterbrock D.E., 1985, ApJ **289**, 105.
- Fioc M., Rocca-Volmerange B., 1997, A&A **326**, 950.
- Fourniol N., 1998, *Observations X et Optiques d'un Echantillon de Galaxies
III*, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg.
- French H.B., 1980, ApJ **240**, 41.
- Garnett D.R., Dufour R.J., Peimbert M., Torres-Peimbert S., Shields G.A.,
Skillman E.D., Terlevich E., Terlevich R.J., 1995a, ApJ **449**, L77.
- Garnett D.R., Skillman E.D., Dufour R.J., Peimbert M., Torres-Peimbert S.,
Terlevich R., Terlevich E., Shields G.A., 1995b, ApJ **443**, 64.
- Garnett D.R., Skillman E.D., Dufour R.J., Shields G.A., 1996, American
Astronomical Society Meeting **189**, 8407.
- Garnett D.R., Skillman E.D., Dufour R.J., Shields G.A., 1997, ApJ **481**, 174.
- Giavalisco M., Koratkar A., Calzetti D., 1996, ApJ **466**, 831+.
- Giovanelli R., Haynes M.P., 1989, ApJ **346**, L5.
- Gonzalez Delgado R.M., Leitherer C., Heckman T., Lowenthal J.D., Ferguson
H.C., Robert C., 1998, ApJ **495**, 698+.
- Gonzalez-Delgado R.M., Perez E., Tenorio-Tagle G., Vilchez J.M., Terle-
vich E., Terlevich R., Telles E., Rodriguez-Espinosa J.M., Mas-Hesse M.,
Garcia-Vargas M.L., Diaz A.I., Cepa J., Castaneda H., 1994, ApJ **437**,
239.

- Goudis C., 1982, dans : *Dordrecht, Netherlands, D. Reidel Publishing Co. (Astrophysics and Space Science Library. Volume 90)*, 1982. 323 p.
- Gurzadyan G., 1996, dans : *Astronomy and Astrophysics Library, Berlin, New York: Springer, —c1996*.
- Hamann W.R., Koesterke L., Wessolowski U., 1995, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **113**, 459+.
- Hartmann L.W., Huchra J.P., Geller M.J., 1984, *ApJ* **287**, 487.
- Hartmann L.W., Huchra J.P., Geller M.J., O'Brien P., Wilson R., 1988, *ApJ* **326**, 101.
- Heckman T., Lehnert M., Armus L., 1993, dans : *The environment and evolution of galaxies*, éd. Shull J., Thronson Jr A., Kluwer Academic Publishers, p. 455.
- Heckman T.M., Armus L., Miley G.K., 1990, *ApJS* **74**, 833.
- Heckman T.M., Dahlem M., Lehnert Matthew D. and Fabbiano G., Gilmore D., Waller W.H., 1995, *ApJ* **448**, 98+.
- Heisler C.A., Vader J.P., 1995, *AJ* **110**, 87+.
- Howarth I.D., 1983, *MNRAS* **203**, 301.
- Hua C.T., Nguyen-Trong T., Grundseth B., 1987, *Astrophys. Lett.* **25**, 187.
- Huchra J.P., 1977, *ApJS* **35**, 171.
- Hummer D.G., Kunasz P.B., 1980, *ApJ* **236**, 609.
- Hunter D.A., Thronson Harley A. J., 1995, *ApJ* **452**, 238.
- Impey C., Bothun G., Malin D., Staveley-Smith L., 1990, *ApJ* **351**, L33.
- Izotov Y.I., Foltz C.B., Green R.F., Guseva N.G., Thuan T.X., 1997, *ApJ* **487**, L37.
- Izotov Y.I., Thuan T.X., 1998, *ApJ* **497**, 227.
- Kennicutt Robert C. J., 1989, *ApJ* **344**, 685.
- Kennicutt Robert C. J., 1998, *ApJ* **498**, 541.
- Kennicutt Robert C. J., Edgar B.K., Hodge P.W., 1989, *ApJ* **337**, 761.

- Kim D.C., Sanders D.B., Veilleux S., Mazzarella J.M., Soifer B.T., 1995, ApJS **98**, 129+.
- Kinman T.D., Davidson K., 1981, ApJ **243**, 127.
- Kinney A.L., Bohlin R.C., Calzetti D., Panagia N., Wyse R.F.G., 1993, ApJS **86**, 5.
- Kirshner R.P., Oemler A. J., Schechter P.L., 1978, AJ **83**, 1549.
- Kobulnicky H.A., Skillman E.D., 1996, ApJ **471**, 211.
- Kobulnicky H.A., Skillman E.D., 1997, ApJ **489**, 636.
- Kobulnicky H.A., Skillman E.D., 1998, ApJ **497**, 601.
- Kobulnicky H.A., Skillman E.D., Roy J.R., Walsh J.R., Rosa M.R., 1997, ApJ **477**, 679.
- Koo B.C., McKee C.F., 1992a, ApJ **388**, 93.
- Koo B.C., McKee C.F., 1992b, ApJ **388**, 103+.
- Kunth D., Joubert M., 1985, A&A **142**, 411.
- Kunth D., Lequeux J., Mas-Hesse J.M., Terlevich E., Terlevich R., 1997, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series **6**, 61.
- Kunth D., Lequeux J., Sargent W.L.W., Viallefond F., 1994, A&A **282**, 709.
- Kunth D., Mas-Hesse J.M., Terlevich E., Terlevich R., Lequeux J., Fall S.M., 1998, A&A **334**, 11.
- Kunth D., Matteucci F., Marconi G., 1995, A&A **297**, 634.
- Kunth D., Sargent W.L.W., 1983, ApJ **273**, 81.
- Kunth D., Sargent W.L.W., 1986, ApJ **300**, 496.
- Kunth D., Sèvre F., 1986, dans : *Star Forming Dwarf Galaxies and Related Objects*, p. 331.
- Kurucz R., 1992, IAU Symposia **149**, 225.
- Lamers H.J.G.L.M., Leitherer C., 1993, ApJ **412**, 771.
- Lanzetta K.M., Bowen D.B., Tytler D., Webb J.K., 1995, ApJ **442**, 538.

- Larson R.B., 1974, MNRAS **169**, 229.
- Larson R.B., 1986, MNRAS **218**, 409.
- Legrand F., 1998, dans : *ASP Conf. Ser. 147: Abundance Profiles : Diagnostic Tools for Galaxy History*, pp. 116+.
- Legrand F., Kunth D., Mas-Hesse J.M., Lequeux J., 1997a, A&A **326**, 929.
- Legrand F., Kunth D., Roy J.R., Mas-Hesse J.M., Walsh J.R., 1997b, A&A **326**, L17.
- Legrand F., Kunth D., Roy J.R., Mas-Hesse J.M., Walsh J.R., 1998, A&A **in preparation**.
- Leitherer C., 1996, dans : *Stellar astrophysics for the local group*, éd. Aparicio A. Herrero A. S.F., Cambridge University Press, VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics, p. 1.
- Leitherer C., Heckman T.M., 1995, ApJS **96**, 9.
- Leitherer C., Robert C., Drissen L., 1992, ApJ **401**, 596.
- Lequeux J., Kunth D., Mas-Hesse J.M., Sargent W.L.W., 1995, A&A **301**, 18.
- Lequeux J., Maucherat-Joubert M., Deharveng J.M., Kunth D., 1981, A&A **103**, 305.
- Lequeux J., Rayo J.F., Serrano A., Peimbert M., Torres-Peimbert S., 1979, A&A **80**, 155.
- Lequeux J., Viallefond F., 1980, A&A **91**, 269.
- Lo K.Y., Sargent W.L.W., Young K., 1993, AJ **106**, 507.
- Lu L., Sargent W.L.W., Barlow T.A., 1998, dans : *Cosmic Chemical Evolution*, Kluwer Academic Publishers.
- Lu L., Sargent W.L.W., Barlow T.A., Churchill C.W., Vogt S.S., 1996, ApJS **107**, 475+.
- Mac Low M., Ferrara A., 1998, ApJ **submitted**.
- Mac Low M.M., Chang T.H., Chu Y.H., Points S.D., Smith R.C., Wakker B.P., 1998, ApJ **493**, 260+.

- Mac Low M.M., McCray R., 1988, ApJ **324**, 776.
- Madau P., Ferguson H.C., Dickinson M.E., Giavalisco M., Steidel C.C., Fruchter A., 1996, MNRAS **283**, 1388.
- Maeder A., 1982, A&A **105**, 149.
- Maeder A., 1990, Astronomy and Astrophysics Supplement Series **84**, 139.
- Maeder A., 1992, A&A **264**, 105.
- Maeder A., 1993, A&A **268**, 833.
- Maeder A., Meynet G., 1994, A&A **287**, 803.
- Maloney P.R., 1990, dans : *NASA, Ames Research Center, The Interstellar Medium in External Galaxies: Summaries of Contributed Papers p 1-3 (SEE N91-14100 05-90)*, pp. 1-3.
- Marconi G., Matteucci F., Tosi M., 1994, MNRAS **270**, 35+.
- Margon B., Anderson S.F., Mateo M., Fich M., Massey P., 1988, ApJ **334**, 597.
- Marlowe A.T., Heckman T.M., Wyse R.F.G., Schommer R., 1995, ApJ **438**, 563.
- Martin C., 1998, ApJ **in press**.
- Martin C.L., 1996, ApJ **465**, 680.
- Mas-Hesse J.M., Kunth D., 1991, A&AS **88**, 399.
- Mas-Hesse J.M., Kunth D., 1998, Communication privée.
- Masegosa J., Moles M., Campos-Aguilar A., 1994, ApJ **420**, 576.
- Masegosa J., Moles M., Del Olmo A., 1991a, A&A **244**, 273.
- Masegosa J., Moles M., Del Olmo A., 1991b, A&A **249**, 505.
- Mazzarella J.M., Bothun G.D., Boroson T.A., 1991, AJ **101**, 2034.
- McCall M.L., 1984, MNRAS **208**, 253.
- McCall M.L., Rybski P.M., Shields G.A., 1985, ApJS **57**, 1.
- McCray R., Kafatos M., 1987, ApJ **317**, 190.

- McGaugh S.S., 1991, ApJ **380**, 140.
- McGaugh S.S., 1994, ApJ **426**, 135.
- McGaugh S.S., Bothun G.D., 1993, dans: *NASA. Ames Research Center, The Evolution of Galaxies and Their Environment p 88-89 (SEE N93-26706 10-90)*, pp. 88–89.
- McMahon R.G., Irwin M.J., Giovanelli R., Haynes M.P., Wolfe A.M., Hazard C., 1990, ApJ **359**, 302.
- Meier D.L., 1976, ApJ **207**, 343.
- Meier D.L., Terlevich R., 1981, ApJ **246**, L109.
- Melnick J., Terlevich R., Moles M., 1988, MNRAS **235**, 297.
- Mendoza C., 1983, IAU Symposia **103**, 143.
- Meyer D.M., York D.G., 1992, ApJ **399**, L121.
- Meynet G., 1995, A&A **298**, 767.
- Nandy K., Morgan D.H., Willis A.J., Wilson R., Gondhalekar P.M., 1981, MNRAS **196**, 955.
- Neufeld D.A., 1990, ApJ **350**, 216.
- Neufeld D.A., 1991, ApJ **370**, L85.
- Oey M.S., 1998, IAU Symposia **190**, E12.
- Oey M.S., Clarke C.J., 1997, MNRAS **289**, 570.
- Olofsson K., 1995, Astronomy and Astrophysics Supplement Series **111**, 57+.
- Osterbrock D.E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, 648 Broadway, Suite 902, New York, NY 10012, 1989.
- Pagel B.E., 1998, *Nucleosynthesis and chemical evolution of Galaxies*, Cambridge University Press.
- Pagel B.E.J., 1987, dans : *The Galaxy*, pp. 341–364.
- Pagel B.E.J., Edmunds M.G., Blackwell D.E., Chun M.S., Smith G., 1979, MNRAS **189**, 95.

- Pagel B.E.J., Edmunds M.G., Fosbury R.A.E., Webster B.L., 1978, MNRAS **184**, 569.
- Pagel B.E.J., Edmunds M.G., Smith G., 1980, MNRAS **193**, 219.
- Pagel B.E.J., Simonson E.A., Terlevich R.J., Edmunds M.G., 1992, MNRAS **255**, 325.
- Pantelaki I., Clayton D.D., 1987, dans : *Starbursts and Galaxy Evolution*, pp. 145–150.
- Papaderos P., Fricke K.J., Thuan T.X., Loose H.H., 1994, A&A **291**, L13.
- Partridge R., Peebles P., 1967, ApJ **147**, 868.
- Pei Y.C., 1992, ApJ **395**, 130.
- Peimbert M., 1967, ApJ **150**, 825+.
- Peimbert M., Costero R., 1969, Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya **5**, 3.
- Pena M., Ruiz M.T., Maza J., 1991, A&A **251**, 417.
- Petrosian A.R., Boulesteix J., Comte G., Kunth D., Lecoarer E., 1997, A&A **318**, 390.
- Pettini M., Bowen D.V., 1997, A&A **327**, 22.
- Pettini M., King D.L., Smith L.J., Hunstead R.W., 1997, ApJ **478**, 536+.
- Pettini M., Lipman K., 1995, A&A **297**, L63.
- Pindao M., 1997, *Sursaut de formation stellaire : modèle de synthèse de populations et analyse spectroscopique*, Thèse de maître, Université de Genève.
- Prevot M.L., Lequeux J., Prevot L., Maurice E., Rocca-Volmerange B., 1984, A&A **132**, 389.
- Quirk W., 1972, ApJ **176**, L9.
- Renzini A., Voli M., 1981, A&A **94**, 175.
- Roennback J., Bergvall N., 1995, A&A **302**, 353+.
- Roy J.R., Belley J., Dutil Y., Martin P., 1996, ApJ **460**, 284+.
- Roy J.R., Kunth D., 1995, A&A **294**, 432.

- Roy J.R., Walsh J.R., 1987, MNRAS **228**, 883.
- Russell S.C., Bessell M.S., Dopita M.A., 1988, IAU Symposia **132**, 545.
- Russell S.C., Dopita M.A., 1990, ApJS **74**, 93.
- Salpeter E.E., 1955, ApJ **121**, 161.
- Salzer J.J., 1989, ApJ **347**, 152.
- Salzer J.J., 1998, Communication privée.
- Salzer J.J., Di Serego Alighieri S., Matteucci F., Giovanelli R., Haynes M.P., 1991, AJ **101**, 1258.
- Salzer J.J., Moody J.W., Rosenberg J.L., Gregory S.A., Newberry M.V., 1995, AJ **109**, 2376+.
- Sargent W.L.W., Searle L., 1970, ApJ **162**, L155.
- Savage B.D., Mathis J.S., 1979, ARA&A **17**, 73.
- Schaerer D., 1996, ApJ **467**, L17.
- Schaerer D., Contini T., 1999, *àsoumis*.
- Schaerer D., Vacca W., 1996, dans: *WR stars in the framework of stellar evolution*.
- Schaerer D., Vacca W.D., 1998, ApJ **497**, 618+.
- Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, A&AS **96**, 269.
- Schmidt M., 1959, ApJ **129**, 243.
- Searle L., Sargent W., 1972, ApJ **173**, 25.
- Seaton M.J., 1979, MNRAS **187**, 73P.
- Shull J.M., Penton S.V., Stocke J.T., Giroux M.L., van Gorkom J.H., Lee Y.H., Carilli C., 1998, AJ **116**, in press.
- Silich S.A., Tenorio-Tagle G., 1998, A&AS **submitted**.
- Skillman E.D., 1985, ApJ **290**, 449.
- Skillman E.D., 1989, ApJ **347**, 883.

- Skillman E.D., Kennicutt Robert C. J., 1993, ApJ **411**, 655.
- Skillman E.D., Kennicutt R.C., Hodge P.W., 1989, ApJ **347**, 875.
- Smith L., 1991, dans : *Wolf-Rayet Stars and interrelations with other stars in galaxies*, tm. 143 de *IAU symp.*
- Smith L.F., 1968, MNRAS **138**, 109.
- Smith R.C., Bregman J., Chu Y.H., Ciardullo R., Jacoby G.H., Kennicutt R., Oey M.S., Winkler P.F., Zaritsky D., 1998, IAU Symposia **190**, E3.
- Spitzer L., 1978, dans : *A Wiley-Interscience Publication, New York : Wiley, 1978.*
- Spitzer L., Greenstein J., 1951, ApJ **114**, 407.
- Stasinska G., 1990, A&AS **83**, 501.
- Stasinska G., Leitherer C., 1996, ApJS **107**, 661.
- Staveley-Smith L., Sault R.J., Hatzidimitriou D., Kesteven M.J., McConnell D., 1997, MNRAS **289**, 225.
- Steidel C.C., Bowen D.V., Blades J.C., Dickenson M., 1995, ApJ **440**, L45.
- Steidel C.C., Giavalisco M., Pettini M., Dickinson M., Adelberger K.L., 1996, ApJ **462**, L17.
- Storey P.J., Hummer D.G., 1995, MNRAS **272**, 41.
- Strömgren B., 1948, ApJ **108**, 242.
- Tammann G.A., Loeffler W., Schroeder A., 1994, ApJS **92**, 487.
- Taylor C.L., Brinks E., Skillman E.D., 1994, American Astronomical Society Meeting **185**, 5116+.
- Tenorio-Tagle G., 1996, AJ **111**, 1641.
- Tenorio-Tagle G., Kunth D., Terlevich E., Terlevich R., Silich S., 1999, A&A p. in preparation.
- Terlevich E., Diaz A.I., Terlevich R., Vargas M.L.G., 1993, MNRAS **260**, 3.
- Terlevich R., Melnick J., 1981, MNRAS **195**, 839.

- Terlevich R., Melnick J., Masegosa J., Moles M., Copetti M.V.F., 1991, A&AS **91**, 285.
- Thielemann F.K., Nomoto K., Hashimoto M.A., 1996, ApJ **460**, 408+.
- Thuan T.X., 1983, ApJ **268**, 667.
- Thuan T.X., Izotov Y.I., 1997, ApJ **489**, 623.
- Tolman R., 1930, Proc. Nat. Acad. Sci. **16**, 511.
- Tolman R., 1934, *Relativity, Thermodynamics, & Cosmology*, Oxford : Clarendon, p. 467.
- Toomre A., 1964, ApJ **139**, 1217.
- Torres A.V., Massey P., 1987, ApJS **65**, 459.
- Tosi M., 1998, dans : *Dwarf Galaxies and Cosmology; Proceedings of the XVIIIth Moriond Astrophysics Meeting, Les Arcs, France, March 14-21, 1998. Gif-sur-Yvette, France, Editions Frontieres, 1998*, éds. Thuan T., Balkowski C., Cayatte V., Tran Than Van J.
- Tripp T.M., Lu L., Savage B.D., 1997, American Astronomical Society Meeting **191**, 8402+.
- Vacca W.D., Conti P.S., 1992, ApJ **401**, 543.
- Vader J.P., Frogel J.A., Terndrup D.M., Heisler C.A., 1993, AJ **106**, 1743.
- Valls-Gabaud D., 1993, ApJ **419**, 7+.
- Van Gorkom J., 1991, dans : *Atoms, ions and molecules : New results in spectral line astrophysics, ASP Conference Series (ASP: San Francisco), vol. 16, p. 1.*, pp. 1+.
- Van Zee L., Haynes M.P., Salzer J.J., 1997a, AJ **114**, 2497.
- Van Zee L., Haynes M.P., Salzer J.J., 1997b, AJ **114**, 2479.
- Van Zee L., Haynes M.P., Salzer J.J., Broeils A.H., 1997c, AJ **113**, 1618.
- Van Zee L., Westpfahl D., Haynes M.P., 1998, AJ **115**, 1000.
- Van Zee L.E., 1996, *EVOLUTIONARY STUDIES OF LOW SURFACE BRIGHTNESS DWARF GALAXIES.*, Thèse de doctorat, CORNELL UNIVERSITY.

- Viallefond F., Donas J., Goss W.M., 1983, A&A **119**, 185.
- Viallefond F., Lequeux J., Comte G., 1987, dans : *Starbursts and galaxy evolution ; Proceedings of the Twenty-second Moriond Astrophysics Meeting, Les Arcs, France, Mar. 8-15, 1987 (A89-10001 01-90). Gif-sur-Yvette, France, Editions Frontieres, 1987, p. 139-143.*, pp. 139–143.
- Walsh J.R., Roy J.R., 1989, MNRAS **239**, 297.
- Walsh J.R., Roy J.R., 1993, MNRAS **262**, 27.
- Weaver R., McCray R., Castor J., Shapiro P., Moore R., 1977, ApJ **218**, 377.
- West R.M., Surdej J., Schuster H.E., Muller A.B., Laustsen S., Borchkhadze T.M., 1981, Astronomy and Astrophysics Supplement Series **46**, 57.
- Whitford A.E., 1958, AJ **63**, 201+.
- Wolf C., Rayet G., 1867, Compte rendu de l'Académie des Sciences .
- Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS **101**, 181+.
- Wyse R.F.G., Silk J., 1989, ApJ **339**, 700.
- Yamauchi S., Kawada M., Koyama K., Kunieda H., Tawara Y., 1990, ApJ **365**, 532.
- Yang H., Chu Y.H., Skillman E.D., Terlevich R., 1996, AJ **112**, 146+.
- Zwicky F., 1966, ApJ **143**, 192.

Table des figures

2.1	Schéma d'une super-bulle	15
3.1	Région N11 dans le grand nuage de Magellan	21
3.2	NGC3738	22
3.3	Profils de raies	24
3.4	Niveaux énergétiques de l'atome d'hydrogène	26
4.1	Principe de la spectroscopie échelle	35
4.2	Profils spatiaux de Haro 2	48
4.3	Profils spatiaux de IRAS 08339+6517	49
4.4	Profils spatiaux de Mkn 36	50
4.5	Profils spatiaux de ESO 350-IG038	51
4.6	Profils spatiaux de ESO 400-G043	52
4.7	Comparaison H α -gaussienne dans Haro 2	53
4.8	Comparaison H α -gaussienne dans Mkn 36	53
4.9	Comparaison H α -gaussienne dans IRAS 08339+6517	54
4.10	Comparaison H α -gaussienne dans ESO 350-IG038	54
4.11	Comparaison H α -gaussienne dans ESO 400-G063	55
4.12	Comparaison des profils	72
4.13	Comparaison des profils	73
4.14	Comparaison des profils	74
4.15	Comparaison des profils	75
4.16	Comparaison des profils	76
4.17	Comparaison des profils	77
4.18	Comparaison des profils	78
4.19	Comparaison des profils	79
7.1	IZw 18 sur les plaques du Palomar Sky Survey	95
7.2	IZw 18 en H α	96
7.3	IZw 18 observée par HST	97
8.1	Exemple de spectres d'étoiles WR	108

8.2	Bosses WR dans IZw 18	109
8.3	Profil spatial de HeII λ 4686 et WR	110
8.4	Lois d'extinction	115
8.5	Profil de l'extinction interstellaire dans IZw 18	118
8.6	Niveaux d'énergie des ions O ⁺⁺ et S ⁺⁺	121
8.7	Dépendance du rapport des raies de [SII] $\lambda\lambda$ 6716, 6731 avec la densité et la température (Goudis 1982).	122
8.8	Niveaux d'énergie de l'ion O ⁺⁺	122
8.9	Calibrations du rapport R_{23}	126
8.10	Profil de la température électronique de IZw 18	128
8.11	Spectre intégré de IZw 18	128
8.12	Profil spatial d'abondance de IZw 18	130
9.1	L'enrichissement du milieu interstellaire dans les galaxies à sursaut	134
9.2	Evolution de l'abondance avec z	137
9.3	Résultats du modèle	143
9.4	Résultats du modèle	143
9.5	Résultats du modèle	145
9.6	Résultats du modèle	146
9.7	Résultats du modèle	147
9.8	Résultats du modèle	147
9.9	Résultats du modèle	148
9.10	Evolution avec le décalage spectral de l'abondance en fer . . .	152
C.1	182
D.1	185
D.2	185
D.3	186
D.4	186
D.5	187
D.6	187
D.7	188
D.8	188
D.9	189
D.10	189
D.11	190
D.12	190
D.13	191
D.14	191

D.15	192
D.16	192
D.17	193
D.18	193
D.19	195
D.20	195
D.21	196
D.22	196
D.23	197
D.24	197

Liste des tableaux

2.1	Classification des bulles	14
4.1	Journal des observations HST	32
4.2	Journal des observations au WHT	33
4.3	Journal des observations au NTT	35
4.4	Mesures des absorptions métalliques	37
4.5	Mesures autour de $\text{Ly}\alpha$	37
4.6	Propriétés des galaxies H II observées	40
4.7	Raies mesurées dans Haro 2	44
4.8	Raies mesurées dans IRAS 08339+6517	44
4.9	Raies mesurées dans Mkn 36	45
4.10	Raies mesurées dans ESO 350-IG038	46
4.11	Raies mesurées dans ESO 400-G043	47
4.12	Paramètres des bulles à partir de $\text{H}\alpha$	47
4.13	Valeurs de la fonction d'extinction	55
4.14	Comparaison des flux prédits et observés	56
4.15	Paramètres de la bulle de IRAS 08339+6517	61
4.16	Paramètres des bulles dans ESO 350-IG038	65
7.1	IZw 18: carte d'identité	95
7.2	IZw 18: Photométrie	98
7.3	IZw 18: Abondances	99
8.1	Rapports d'intensité de la série de Balmer	117
8.2	Raies observées dans IZw 18	129
9.1	Comparaison des taux de formation d'étoiles	150

